

# FUNK UND TON



Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

## AUS DEM INHALT

**Dr. H. THIEDE:** Die Umwandlung zweier phasenverschiedener Spannungen (oder Ströme) in zwei phasengleiche Spannungen (oder Ströme) mit einem durch die Phase bestimmten Amplitudenverhältnis

**Dr. Wilhelm GEYGER:** Der Katoden-Verstärker

**H. GUNKA und W. LIPPERT:** Einrichtung zum Auffinden von Tonstellen auf dem Magnetophonband

**Dipl.-Ing. H. H. KLINGER:** Ultrakurze Wellen im Millimetergebiet

**Dipl.-Ing. H. KANBERG:** Anodenstrom, Klirrfaktor und Stromaussteuerung einer Elektronenröhre mit nichtlinearer Kennlinie im A-, B- und C-Betrieb

MÄRZ 1948 • HEFT 3 • PREIS 3 MARK

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK G.M.B.H.



Aufnahme Schwahn

Aufsuchen und Markieren einer Tonstelle mit Hilfe der neuen „Einrichtung zum Auffinden von Tonstellen auf dem Magnetophonband“, die von den Herren Dipl.-Ing. H. Gunka und Dr. W. Lippert in dem vorliegenden Heft beschrieben wird



**Dr. H. THIEDE**

DK 621.392:621.314.222.3:621.314.25

## **Die Umwandlung zweier phasenverschiedener Spannungen (oder Ströme) in zwei phasengleiche Spannungen (oder Ströme) mit einem durch die Phase bestimmten Amplitudenverhältnis**

*(Mitteilung aus dem Laboratorium der Abteilung Elektromechanik der Atlas-Werke A.-G., Bremen)*

Oft liegt in der Technik die Aufgabe vor, die Phasendifferenz zwischen zwei Wechselspannungen (oder -strömen) gleicher Frequenz zu bestimmen, deren Amplituden gleich sind oder ein zeitlich konstantes Verhältnis behalten (z. B. bei der Richtungsbestimmung ankommender Hochfrequenzwellen mittels zweier Antennen) und wobei die Forderung einer trägheitsfreien Anzeige zu erfüllen ist. Nachdem bereits eine Lösung dieser Aufgabe bekannt wurde\*), wobei die Anzeige der Phase mittels einer Braunschen Röhre erfolgt, soll hier ein allgemeines Verfahren gezeigt werden, wie man mittels einfacher elektrischer Netzwerke zwei amplitudengleiche (oder jedenfalls verhältniskonstante) Wechselspannungen mit verschiedener Phase eindeutig in zwei phasengleiche oder gegenphasige amplitudenverschiedene Spannungen umwandeln kann, wobei das Amplitudenverhältnis in mathematisch definierter Weise der Phasendifferenz zugeordnet ist. Als Anwendung ist die Phasenanzeige mittels einer Braunschen Röhre zu nennen, auf dem zwei konphase oder gegenphasige Spannungen bei Einwirkung auf die beiden Ablenssysteme einen Strich erzeugen, dessen Neigung durch das Amplitudenverhältnis der zwei Spannungen festgelegt ist. Außerdem sind weitere Anwendungen möglich.

Die Lösung der Aufgabe wird in üblicher Vektor-Darstellung vorgenommen, wobei mit Spannungsvektoren gerechnet wird. Für Stromvektoren gelten analoge Betrachtungen, welche am Schluß, jedoch nur als Beispiel, gezeigt werden sollen.

In der Vektor-Darstellung läuft die Aufgabe darauf hinaus, aus zwei gegeneinander beliebig drehbaren Vektoren zwei Resultierende abzuleiten, welche stets untereinander parallel sind.

\*) ENT, 14, (1937) S. 307.

Dazu werde zunächst eine geometrische Betrachtung vorausgeschickt. Man denke sich zwei Dreiecke in einer Ebene mit einem Paar paralleler Seiten. Unter welchen Bedingungen bleibt dieses Seitenpaar bei Drehung je einer zweiten Seite unter Beibehaltung von deren Länge um einen gleichen Winkel stets parallel? Der Fall, daß die Dreiecke kongruent oder ähnlich sind, ist trivial und führt zu keiner technisch wichtigen Folgerung. Es gibt jedoch noch einen weiteren Fall. Sind nämlich (Abb. 1) die zwei Grundseiten AB und CD zweier beliebiger gleichschenkeliger Dreiecke parallel und dreht man um die Spitze O bzw. O' bei dem linken Dreieck den oberen Schenkel OA um einen beliebigen Winkel  $\varphi$  und bei dem rechten Dreieck den unteren Schenkel O'D um den gleichen Winkel  $\varphi$  in dem gleichen Sinne, so bleiben die neuen Grundseiten A'B

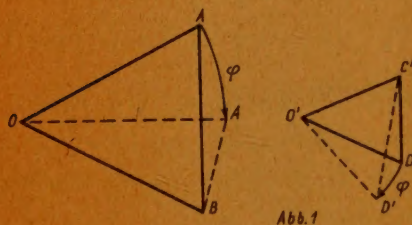
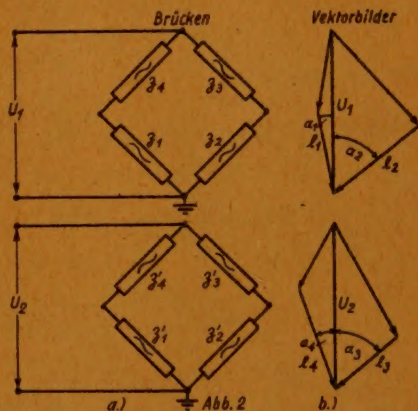


Abb. 1. Es sei  $AB \parallel CD$ ,  $OA = OA' = OB$ ,  
 $O'C = O'D = O'D'$   
dann ist  $A'B \parallel CD'$

Rechts: Abb. 2. a) Brücken b) Vektorbilder



und C D' wieder parallel, wie sofort einzusehen ist. Dieser Fall führt zu einer technischen Lösung der Aufgabe auf Grund der folgenden Überlegung. Man erzeugt z. B. mittels einer komplexen Brücke von der einen Ursprungsspannung  $U_1$  zwei beliebig abgeleitete Spannungen (Abb. 2), an welche im allgemeinsten Fall nur die Bedingung gestellt wird, daß sie nicht Null sind und nicht miteinander zusammenfallen. Die Längen der Spannungsvektoren seien  $I_1$  und  $I_2$ . Ihre Winkel seien, für den Fall, daß die Phase ihres Ursprungsvektors  $U_1$  Null ist, gleich  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ . Von der zweiten Ursprungsspannung  $U_2$  werden mittels einer anderen Brücke zwei weitere abgeleitete Spannungen gebildet, deren Vektoren folgende Bedingungen erfüllen müssen:

- ihre Längen  $I_3$  und  $I_4$  müssen so sein, daß  $I_3 = I_1$  und  $I_4 = I_2$  ist. Das setzt voraus, daß die Ursprungsspannungen  $U_1$  und  $U_2$  gleich sind oder zeitlich konstantes Verhältnis behalten;
- ihre Winkel sind durch folgende Überlegung bestimmt: man setze zunächst auch die Phase der zweiten Ursprungsspannung  $= 0$ . Der abgeleiteten Spannung  $I_3$  gebe man einen beliebigen Winkel  $\alpha_3$  (Abb. 3) und bilde die Resultierende  $I_1 - I_3$ . Zu dieser Resultierenden muß nun  $I_2 - I_4$  parallel sein, damit beide Resultierende in Phase (oder Gegenphase) sind. Dadurch ist der Winkel  $\alpha_4$  von  $I_4$  festgelegt; es liegen zwei gleichschenkelige Dreiecke mit parallelen Grundseiten vor. Obige Betrachtung läßt sich also anwenden. Die Winkelhalbierende zwischen  $I_1$  und  $I_3$  fällt mit der zwischen  $I_2$  und  $I_4$  zusammen. Sie mögen den Winkel  $\delta$  gegen den Ursprungsvektor mit der



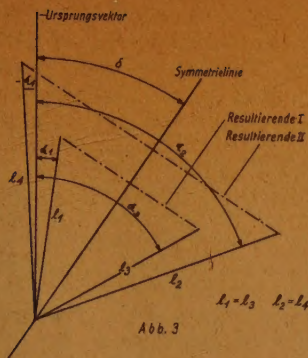


Abb. 3

Phase Null haben. Die Winkelhalbierende ist eine Symmetrielinie für die abgeleiteten Spannungen  $l_1$  und  $l_3$  sowohl wie für  $l_2$  und  $l_4$ . Es bestehen folgende Beziehungen

$$\alpha_3 - \delta = \delta - \alpha_1 \text{ und}$$

$$\alpha_4 - \delta = \delta - \alpha_2 \text{ oder}$$

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \alpha_4 - \alpha_3$$

Technisch lassen sich Teilspannungen beliebiger Größe und Phasenlage aus einer Ursprungsspannung mittels komplexer Spannungsteiler bilden. Im einfachsten Fall kann ein Spannungsteiler aus 2 komplexen Widerständen bestehen, wobei die über dem einen Widerstand liegende Spannung die erste und die über dem andern

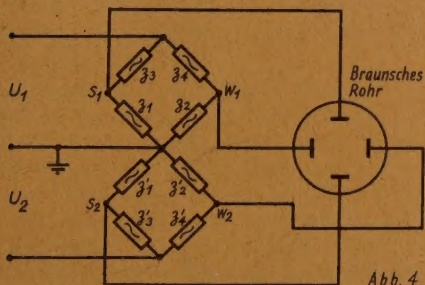


Abb. 4

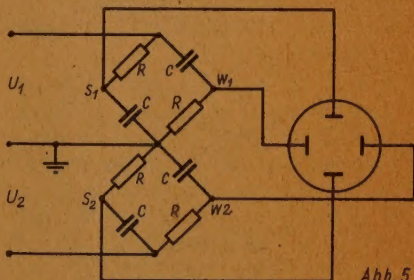


Abb. 5

Widerstand liegende Spannung die zweite Teilspannung darstellt. Oder man kann jede einzelne Teilspannung mittels je eines komplexen Spannungsteilers erzeugen und erhält so eine komplexe Brücke. In diesem Fall läßt sich die Resultierende aus zwei Teilspannungen verschiedener Ursprungsspannungen dadurch bilden, daß man je einen Eckpunkt der einen Brücke mit dem zugeordneten Eckpunkt der anderen Brücke verbindet.

Im folgenden soll eine Reihe von Beispielen erläutert werden. Gegeben seien zwei Ursprungsspannungen  $U_1$  und  $U_2$  mit gleicher Amplitude (Abb. 4). Sind beide Spannungen einseitig geerdet, wie das bei gewöhnlichen Verstärkerausgängen der Fall ist, so gebe man jede Spannung auf je eine Brücke mit komplexen Gliedern. Die Brückenwiderstände  $z_1 \dots z_4$  und  $z_1' \dots z_4'$  müssen so bemessen werden, daß die über  $z_1, z_2$  und  $z_1', z_2'$  liegenden Teilspannungen die oben angegebenen Bedingungen für die Spannungsvektoren erfüllen, und zwar dienen  $z_1$  zur Erzeugung von  $l_1$ ,  $z_2$  zur Erzeugung von  $l_2$ ,  $z_1'$  zur Erzeugung von  $l_3$  und  $z_2'$  zur Erzeugung von  $l_4$ . Dann lege man gemäß Abb. 4 die Eckpunkte der Brücken an die Ablenkplatten einer Braun'schen Röhre. Man hat dann die Resultierenden  $l_1 - l_3$  an einem Plattenpaar und  $l_2 - l_4$  am andern Plattenpaar. Zufolge der Gleichphasigkeit dieser Resultierenden entsteht ein Strich, dessen Neigung eindeutig die Phase zwischen den Ursprungsspannungen  $U_1$  und  $U_2$  kennzeichnet. Das Gesetz, nach dem die Neigung des Striches von der Phasendifferenz abhängt, ist durch die Wahl der Brücken bestimmt.

Beispiele: Jede Brücke besteht nach Abb. 5 aus 2 Widerständen  $R$  und zwei Kapazitäten  $C$ , wobei  $R = 1/\omega C$  ist. ( $\omega = 2\pi f$  und  $f$  die Meßfrequenz.) Das

zugehörige Vektordiagramm zeigt Abb. 6. Die Resultierenden  $w_1 \dots w_2$  und  $s_1 \dots s_2$  sind parallel (antiparallel) für jedes  $\varphi$ . Ihre Beträge sind

$$s_1 \dots s_2 = 2l \sin(45 - \varphi/2) \text{ und } w_1 \dots w_2 = 2l \cos(45 - \varphi/2).$$

Die Neigung des Striches auf der Braunschen Röhre ist also  $45 - \varphi/2$ . Der Strich liegt für  $\varphi = 0$  unter  $45^\circ$  gegen das Ablensystem und dreht sich bei gleichmäßiger Änderung von  $\varphi$  mit konstanter Winkelgeschwindigkeit, welche halb so groß wie die von  $\varphi$  ist. Der Endpunkt des Striches durchläuft bei Änderung von  $\varphi$  einen Kreis. Der gleiche Fall für zwei nicht einseitig geerdete Spannungen, z. B. am Ausgang von Symmetrieverstärkern, ist in Abb. 7 gezeigt, wobei für jede Ursprungsspannung nur ein Spannungsteiler verwendet wird, über dessen 2 Widerstände die Teilspannungen abgegriffen werden. Die Vektoren der abgeleiteten Spannungen liegen ebenso wie im obigen Falle und das Ergebnis ist das gleiche. Die beiden Spezialfälle zeigen, mit welchen einfachen Mitteln Phasenanzeigen möglich sind. Selbstverständlich müssen die Widerstände der Spannungsteiler hochohmig gegen den Innenwiderstand der Spannungsquelle sein.

Anschaulich läßt sich der Vorgang folgendermaßen verstehen: Gibt man die Teilspannungen von nur einer Ursprungsspannung auf das Ablensystem der Braunschen Röhre, so entsteht eine Ellipse (bzw. ein Kreis), gibt man die Teilspannung der anderen Ursprungsspannung auf das Ablensystem, so entsteht bei Einhaltung obiger Bedingungen die gleiche Ellipse (bzw. Kreis), jedoch ist der Umlaufsinn entgegengesetzt. Die Stelle, an der sich bei gleichzeitiger Einwirkung die entgegengesetzt laufenden Ablenkstrahlen begegnen würden, ist durch die Phase bestimmt und charakterisiert die Neigung des entstehenden Striches. Technisch interessant sind nur eine kleine Zahl aller möglichen Fälle, nämlich diejenigen, in denen Kreise oder Ellipsen entstehen, bei denen die Phase Null in eine Hauptachse fällt. Eine Durchrechnung dieser Aufgabe zeigt, daß es vier solche Fälle gibt, die im folgenden näher beschrieben werden.

Es werde dazu ausdrücklich bemerkt, daß die in Fall 1 bis 4 genannten Ellipsen bzw. Kreise die Bahn des von einer Ursprungsspannung erzeugten Elektronenstrahles darstellen. Dadurch, daß die zweite Ursprungsspannung die gleiche Bahn in entgegengesetzter Richtung durchläuft, entsteht der Strich.

#### Fall 1.

Die vier abgeleiteten Vektoren sind gleich lang und haben die Länge  $l$ . Die vier abgeleiteten Spannungen haben für den Fall, daß die Ursprungsspannungen die Phase Null haben, gleichen Winkel  $\alpha$  gegen eine Symmetrielinie (Abb. 8). Es entstehen Ellipsen, deren Hauptachsen unter  $45^\circ$  gegen das Ablenkplattensystem stehen. Die Phasendifferenz Null fällt mit einer der Hauptachsen zusammen.

#### Fall 2.

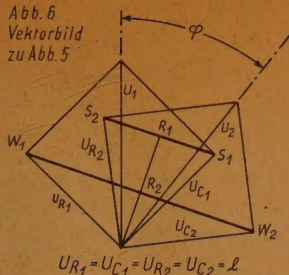
Die abgeleiteten Vektoren erfüllen die gleichen Bedingungen wie in Fall 1, stehen jedoch aufeinander senkrecht. Dieses ist ein Spezialfall von 1 (Abb. 9). Es entstehen Kreise. Die Phasendifferenz Null wird unter  $45^\circ$  gegen das Ablensystem angezeigt.

#### Fall 3.

Von den vier abgeleiteten Vektoren sind nach Vorschrift je zwei gleich lang. Das eine Paar fällt für die Phase Null zusammen, das andere steht darauf senkrecht (Abb. 10). Die Lage der Symmetrielinie stimmt mit dem zusammenfallenden Paar überein.



Abb. 6  
Vektorbild  
zu Abb. 5



$$R_1 = 2l \sin(45 - \varphi/2)$$

$$R_2 = 2l \cos(45 - \varphi/2)$$

der vier Fälle eine unendliche Vielzahl von Lösungen dar. Das ist technisch wichtig, weil man u. U. Verluste von Spulen und Kondensatoren berücksichtigen muß. Da außerdem die Größen der abgeleiteten Spannungen beliebig wählbar sind, ergibt sich wiederum eine unendliche Mannigfaltigkeit von Lösungen. Auch das gilt für jeden der vier Fälle. Im folgenden werden technisch

Es entstehen Ellipsen wie im Fall 1. Die Lage der Hauptachsen fällt jedoch mit den Plattenrichtungen der Braunschen Röhre zusammen.

Fall 4.

Die abgeleiteten Vektoren erfüllen die gleichen Bedingungen wie im Fall 3. Die beiden Paare sind jedoch untereinander gleich lang und haben die Länge  $l$ . (Abb. 11.) Fall 4 ist ein Spezialfall von 3.

Es entstehen Kreise, die Phasendifferenz Null fällt mit einem Ablensystem der Braunschen Röhre zusammen.

Da in jedem Falle die Symmetrielinie gegen den Ursprungsvektor völlig willkürlich liegt, stellt jeder

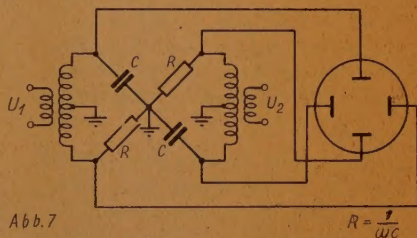


Abb. 7

$$R = \frac{1}{\omega C}$$

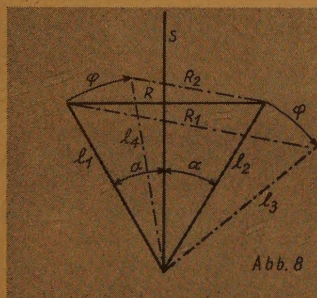


Abb. 8

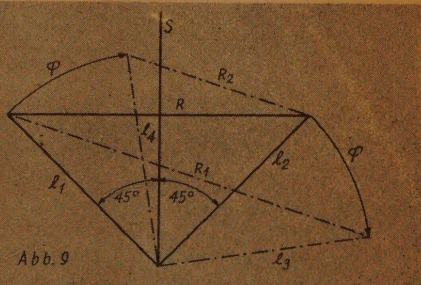


Abb. 9

- S Symmetrielinie  
 $l_1$  erste abgeleitete Teilspannung  
 (mit der vierten abgeleiteten Teilspannung für  $\varphi = 0$  zusammenfallend)  
 $l_2$  zweite abgeleitete Teilspannung  
 (mit der dritten abgeleiteten Teilspannung für  $\varphi = 0$  zusammenfallend)  
 $l_3$  dritte abgeleitete Teilspannung nach Drehung um  $\varphi$   
 $l_4$  vierte abgeleitete Teilspannung nach Drehung um  $\varphi$   
 $R_1 = 1$ . Resultierende bei Drehung der Ursprungsspannungen um  $\varphi$  gegeneinander  
 $R_1 = 2l \sin(\alpha + \varphi/2)$   
 $R_2 = 2$ . Resultierende bei Drehung der Ursprungsspannungen um  $\varphi$  gegeneinander

$$R_2 = 2l \sin(\alpha - \varphi/2)$$

R 1. und 2. Resultierende für  $\varphi = 0$  zusammenfallend

1) Anm. Durch eine Koordinatentransformation um  $45^\circ$  lassen sich die Werte umschreiben in  $R_1' = a \sin \varphi/2$  und  $R_2' = b \cos \varphi/2$ . In dieser Form erkennt man die Ellipsenbahn in gewohnter Weise.

Abb. 9

$R, S, l_1, l_2, l_3, l_4$  wie in Abb. 8

$R_1 = 2l \sin(45 + \varphi/2)$  1. Resultierende bei Drehung der Ursprungsspannung um  $\varphi$

$R_2 = 2l \cos(45 + \varphi/2)$  2. Resultierende bei Drehung der Ursprungsspannung um  $\varphi$

einfach ausführbare Beispiele gebracht.

### Zu Fall 1.

Die Symmetrielinie werde unter  $30^\circ$  gewählt. Der eine abgeleitete Vektor sei der Ursprungsvektor selbst. Der andere, welcher durch eine geeignete Kombination von R, L und C erreicht wird, liege unter  $60^\circ$  und sei ebenso lang wie der Ursprungsvektor (Abb. 12). Die zweite Brücke ist völlig gleich ausgebaut. Die Platten der Braunschens Röhre werden im angegebenen Sinne mit den Brückenzweigen verbunden. Die Ablenkung des Striches in Abhängigkeit von der Phase zeigt für diesen Fall Abb. 12a.

### Zu Fall 2.

Nach Abb. 13 werden zwei gleiche Brücken aus R, L und C so zusammengesetzt, wie das dabeistehende Vektor-Diagramm zeigt. Die Symmetrielinie fällt mit dem Ursprungsvektor zusammen. Die abgeleiteten Spannungen stehen aufeinander senkrecht. Die Resultierenden sind infolge Resonanzüberhöhung mehrfach größer als die Ursprungsspannung. Zu Fall 2 gehören auch die anfangs erwähnten Beispiele Abb. 5 und Abb. 7. Desgleichen läßt sich die in Abb. 11 angegebene Anordnung auch für den Fall 2 nehmen, wenn man die Winkel statt  $30^\circ$  und  $60^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $90^\circ$  wählt.

### Zu Fall 3.

Nach Abb. 14 werden als waagerechte Ablenkspannungen die Ursprungsspannungen selbst gewählt. Als senkrechte Ablenkspannungen werden mittels zweier vektormäßig spiegelbildlicher Anordnungen zwei darauf senkrecht abgeleitete Spannungen erzeugt (vgl. Vektorbild), die unter-

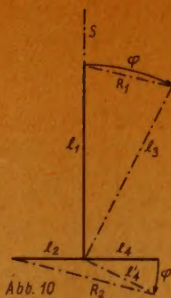


Abb. 10

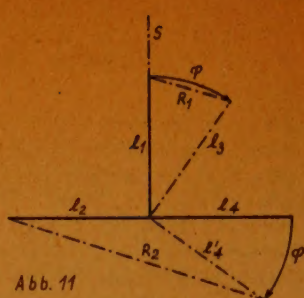


Abb. 11

- S Symmetrielinie  
 $l_1$  erste abgeleitete Teilspannung  
 (zusammenfallend mit der dritten für  $\varphi = 0$ )  
 $l_3$  zweite abgeleitete Teilspannung  
 $l_3'$  dritte abgeleitete Teilspannung  
 (nach Drehung um  $\varphi$ )  
 $l_4$  vierte abgeleitete Teilspannung (für  $\varphi = 0$ )  
 $l_4'$  vierte abgeleitete Teilspannung  
 (nach Drehung um  $\varphi$ )  
 $R_1 = 2 l_1 \sin \varphi / 2$  1. Resultierende  
 $R_2 = 2 l_3 \cos \varphi / 2$  2. Resultierende

Abb. 11

- S,  $l_1$ ,  $l_3$ ,  $l_4$ ,  $l_4'$  wie Abb. 10  
 $R_1 = 2 l \sin \varphi / 2$  1. Resultierende  
 $R_2 = 2 l \cos \varphi / 2$  2. Resultierende

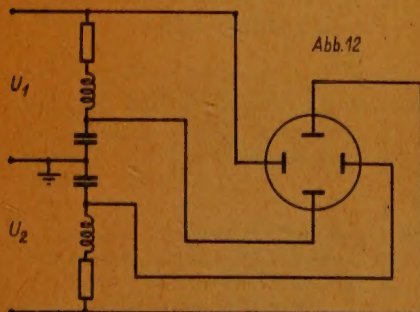
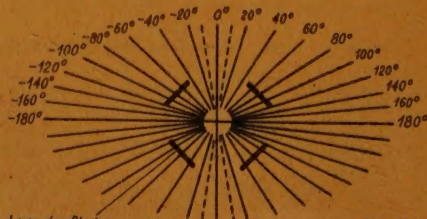


Abb. 12



Lage der Platten  
im Braunschens Rohr

Abb. 12a

Abb. 12a. Anzeige der Phase als Strich an der Braunschens Röhre mit einer Brücke nach Abbildung 12



einander gleich, aber von der Ursprungsspannung verschieden groß sein können. Sind sie gleich groß, so stellen sie ein Beispiel für den Fall 4 dar. Die Symmetrielinie fällt in diesem Fall mit dem Ursprungsvektor zusammen.

Es sei jetzt noch ein Beispiel für die Umwandlung von phasenverschiedenen amplitudengleichen Strömen in konphase bzw. gegenphasige amplitudenverschiedene Ströme gezeigt, wobei vektormäßig die gleichen Überlegungen gelten wie oben, mit dem Unterschied, daß an Stelle der Spannungsdifferenz zwischen 2 Punkten eines Netz-Werkes hier die Stromsumme zu treten hat. Zu bemerken ist, daß — wie oben erwähnt — bei Spannungsvektoren die Belastung der Resultierenden hochhohmig gegen die Brückenwiderstände sein muß,

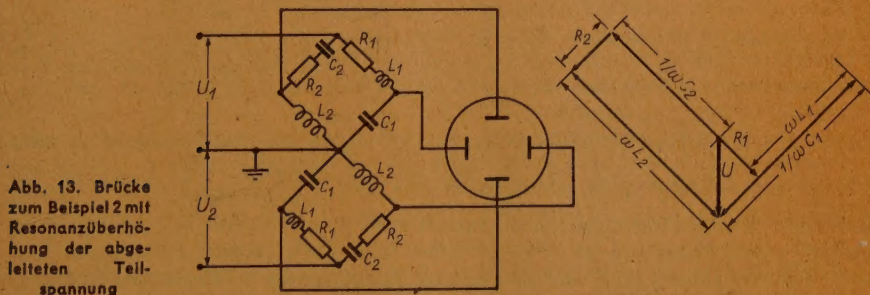


Abb. 13. Brücke zum Beispiel 2 mit Resonanzüberhöhung der abgeleiteten Teilspannung

während bei Stromvektoren die Resultierende möglichst einen Kurzschluß darstellen soll. Der Fall, daß mit Strömen statt mit Spannungen gearbeitet wird, tritt beispielsweise bei der Verwendung von Ablenkspulen an Stelle der Plattenpaare bei der Braunschen Röhre auf. Als Beispiel gilt der in Abb. 15 gezeigte Fall, wobei, was leicht ersichtlich ist, die resultierenden Ströme  $R_1$  und  $R_2$  für jedes  $\varphi$  in Phase oder in Gegenphase sind. Das Strombeispiel (Abb. 15) entspricht vektormäßig dem Spannungsbeispiel (Abb. 7). Die Resultierenden haben die Länge

$$R_1 = I \sqrt{2} \sin (45 - \varphi/2) \quad \text{und} \quad R_2 = I \sqrt{2} \cos (45 - \varphi/2),$$

d. h. sie verhalten sich wie

$$\frac{\sin (45 - \varphi/2)}{\cos (45 - \varphi/2)}$$

Interessant ist festzustellen, daß eine Anordnung nach Abb. 15 (bzw. 7) umkehrbar arbeitet, d. h.: man kann zwei amplitudengleiche, phasenverschiedene Ströme  $I_1$  und  $I_2$  in zwei amplitudenverschiedene konphase oder gegenphasige Resultierende umwandeln, wobei sich die Amplituden wie  $\frac{\sin (45 - \varphi/2)}{\cos (45 - \varphi/2)}$  verhalten. Gibt man

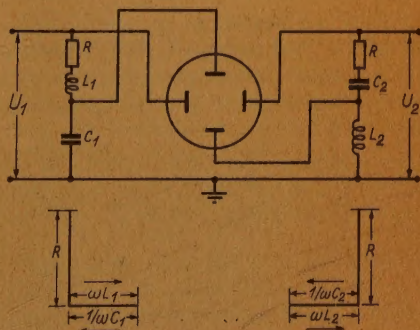


Abb. 14. Spannungsteiler zu Beispiel 3 mit zugehörigem Vektorbild

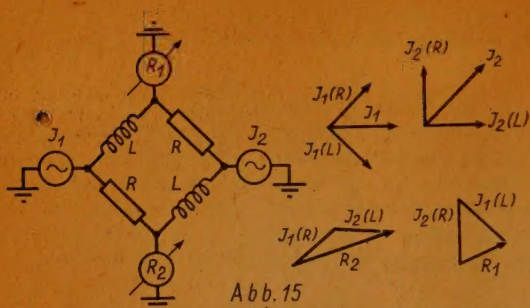


Abb. 15

Umwandlung von phasenverschiedenen in konphase Ströme, mit Vektorbild ( $\omega L = R$ )

Die Resultierende  $R_1$  setzt sich zusammen aus  $J_1(L)$  und  $J_2(R)$

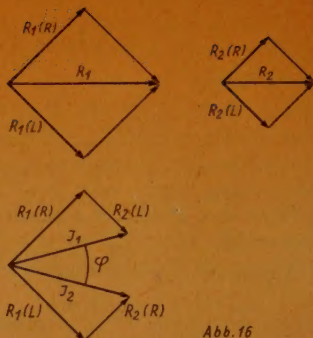


Abb. 16

Die Resultierende  $R_2$  setzt sich zusammen aus  $J_1(R)$  und  $J_2(L)$ . Beide sind für jedes  $\varphi$  parallel

umgekehrt die beiden Resultierenden  $R_1$  und  $R_2$  so vor, daß sie konphas oder gegenphasig sind und sich ihre Amplituden wie  $\frac{\sin(45 - \varphi/2)}{\cos(45 - \varphi/2)}$  verhalten, so entstehen 2 amplitudengleiche phasenverschiedene Ströme  $I_1$  und  $I_2$ , deren Phasenverschiebung  $= \varphi$  ist. Es ist dabei allerdings darauf zu achten, daß im Umkehrungsfall an Stelle der  $I_1$  und  $I_2$  erzeugenden Stromquellen Kurzschlüsse liegen müssen (bzw. im Spannungsfalle hochohmige Belastungen). Für den Umkehrfall zeigt Abb. 16 das Vektorbild.

Diese Umkehrbarkeit der Umwandlung ist nicht ohne weiteres selbstverständlich und läßt sich nicht auf beliebige Netzwerke übertragen, die den oben gegebenen Bedingungen genügen, deshalb sollen sie hier nur beispielsweise angegeben werden und die umgekehrte Umwandlung konphaser amplitudenverschiedener Spannungen (oder Ströme) in phasenverschiedene amplitudengleiche Spannungen (oder Ströme) nicht weiter behandelt werden.

### Zusammenfassung

Es wird ein Verfahren gezeigt, mittels dessen es möglich ist, zwei phasenverschiedene Spannungen (oder Ströme) mittels einfacher Netzwerke in zwei phasengleiche bzw. gegenphasige Spannungen (oder Ströme) umzuwandeln, wobei das Amplitudenverhältnis der Umgewandelten die Phasenlage der Ursprünglichen eindeutig kennzeichnet.

Als Anwendung wird die Anzeige einer Phase in der Braunschen Röhre behandelt. Es werden ferner Beispiele von Netzwerken gezeigt, die die Eigenschaft haben, diese Umwandlung umkehrbar vorzunehmen.

\* \* \*



# Der Katoden-Verstärker

**Übersicht:** Nach einleitenden Ausführungen über die Anwendung der Gegenkopplung bei den in der Hochfrequenztechnik und Elektroakustik verwendeten Elektronenröhren-Verstärkern wird die Arbeitsweise des Katoden-Verstärkers beschrieben, der die einfachste Ausführungsform des gegengekoppelten Verstärkers darstellt. Die Bedeutung der besonderen Eigenschaften des Katoden-Verstärkers wird durch einen Vergleich mit dem gewöhnlichen einstufigen Verstärker gezeigt.

## Einleitung

Bei den in der Hochfrequenztechnik und Elektroakustik verwendeten Elektronenröhren-Verstärkern wird von dem Prinzip der negativen Rückkopplung („Gegenkopplung“) in weitem Umfang Gebrauch gemacht [1]. Es besteht darin, eine dem Ausgang des (ein- oder mehrstufigen) Verstärkers entnommene Spannung dem Eingang des Verstärkers in der Weise zuzuführen, daß sie in dem in Betracht kommenden Frequenzbereich der zu verstärkenden Eingangsspannung (Steuerspannung) entgegenwirkt und somit den Spannungs-Verstärkungsfaktor in einem bestimmten, mehr oder weniger starken Maße verkleinert. Die verschiedenartigen vorteilhaften Wirkungen, die durch eine günstig bemessene Gegenkopplung erreicht werden können, sind

1. die Herbeiführung eines Gesamtverstärkungsfaktors, der von Änderungen der Eigenschaften der Verstärkerröhren (Alterungserscheinungen) und von Schwankungen der Betriebsspannung des Verstärkers praktisch unabhängig ist,
2. eine erhebliche Erweiterung des Gebrauchsfrequenzbereiches des Verstärkers, d.h. eine entsprechende Verbesserung des Frequenzganges bzw. Herabsetzung der im Verstärker hervorgerufenen nichtlinearen Verzerrung,
3. eine beträchtliche Verminderung des Einflusses einer in der Anodenspannung vorhandenen Wechselstromkomponente, die beispielsweise durch unzureichende Glättungsmittel hervorgerufen werden kann (Beseitigung von störenden Brumm-Einflüssen) und
4. eine Vergrößerung des Eingangswiderstandes und eine Verkleinerung des Ausgangswiderstandes des Verstärkers in einem der Stärke der benutzten Gegenkopplung entsprechenden Maße.

In der einschlägigen Literatur [1] sind zahlreiche Möglichkeiten für die Herbeiführung einer Gegenkopplung bei ein- und mehrstufigen Verstärkern beschrieben worden. Die hierfür verwendbaren Schaltungsanordnungen unterscheiden sich hauptsächlich durch die Art, in der Ausgang und Eingang des Verstärkers über einen besonderen, aus Widerständen und Kondensatoren bestehenden Schaltungsteil, den sogenannten Gegenkopplungskanal, miteinander verbunden und im Hinblick auf die jeweils zu erreichende Stärke der Gegenkopplungswirkung in Einklang gebracht werden.

Der im folgenden behandelte „Katoden-Verstärker“, der in der amerikanischen Literatur „cathode follower“ genannt wird [2], stellt die einfachste Ausführungsform des gegengekoppelten Verstärkers dar, die für viele Sondergebiete der Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, insbesondere für Fernseh-Einrich-

tungen, eine sehr große Bedeutung erlangt hat. Er ermöglicht, die dem Ausgangsgerät (z. B. Lautsprecher, Kabelübertragungsleitung oder Katodenstrahl-Oszillograph) zuzuführende Ausgangsspannung an Punkten zu erhalten, die frei von Anodenspannung sind, d. h. das Ausgangsgerät unmittelbar zu erden, und außerdem die verschiedenartigen oben aufgezählten Vorzüge einer Gegenkopplungswirkung auszunutzen.

### Die Arbeitsweise des Katoden-Verstärkers

Die Bedeutung der besonderen Eigenschaften des Katoden-Verstärkers kann am besten durch einen Vergleich mit dem gewöhnlichen einstufigen Verstärker gezeigt werden, dessen prinzipielle Schaltung in Abb. 1 dargestellt ist.

Bezeichnet in der allgemein üblichen Weise unter Zugrundelegung der in den Röhren-Kennlinien festgelegten Zusammenhänge

$$R_i = \left( \frac{dE_a}{dI_a} \right)_{E_g \text{ const}} \quad (1)$$

den inneren Widerstand und

$$\mu = - \left( \frac{dE_a}{dE_g} \right)_{I_a \text{ const}} \quad (2)$$

den Verstärkungsfaktor einer nach Abb. 1 geschalteten Triode, so gilt für den der Eingangswechselspannung (Steuerspannung)  $E_g$  verhältnismäßigen, dem Anodengleichstrom  $I_a$  überlagerten und dem Bürdenwiderstand  $R_B$  — der Bürdenwiderstand (Ausgangsgerät) ist hier und bei den folgenden Betrachtungen der Einfachheit halber als reiner Ohm-Widerstand angenommen worden, kann jedoch in der Praxis aus einer beliebigen Impedanz bestehen und auch aus mehreren hintereinander- oder parallelgeschalteten Impedanzen zusammengesetzt sein — zugeführten Ausgangswechselstrom  $I_B$  die Beziehung

$$I_B = \frac{\mu \cdot E_g}{R_i + R_B} \quad (3)$$

Da somit die Ausgangswechselspannung  $E_B = I_B \cdot R_B$  durch den Ausdruck

$$E_B = \mu \cdot E_g \cdot \frac{R_B}{R_i + R_B} \quad (4)$$

gegeben ist, so gilt für das den „Spannungs-Verstärkungsfaktor“ der Verstärkerschaltung nach Abb. 1 darstellende Spannungsverhältnis  $V_E = E_B/E_g$ :

$$V_E = \frac{E_B}{E_g} = \mu \cdot \frac{R_B}{R_i + R_B} \quad (5)$$

Abb. 2 zeigt die prinzipielle Schaltung des Katoden-Verstärkers mit einer

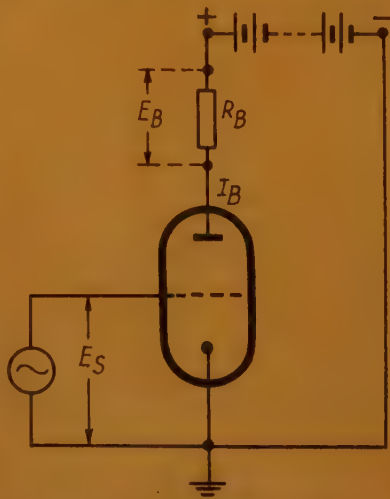


Abb. 1

Prinzipialschaltung des gewöhnlichen Verstärkers



Triode, an deren Katode der Bürdenwiderstand  $R_B$  als „Katodenwiderstand“ angeschlossen ist. Da der an  $R_B$  wirksame und somit die Ausgangsspannung darstellende Spannungsabfall  $E_B = I_B \cdot R_B$  der Eingangswechselspannung (Steuer Spannung)  $E_S$  entgegenwirkt — wenn dem Steuergitter ein positives Potential erteilt wird, dann steigt dadurch der Strom  $I_B$ , gleichzeitig aber auch der dem Steuergitter ein negatives Potential erteilende Spannungsabfall  $E_B = I_B \cdot R_B$ ; umgekehrt: erhält das Steuergitter ein negatives Potential, dann sinkt dadurch der Strom  $I_B$ , gleichzeitig aber auch der dem Steuergitter ein positives Potential erteilende Spannungsabfall  $E_B = I_B \cdot R_B$  — so ergeben sich hier die Beziehungen

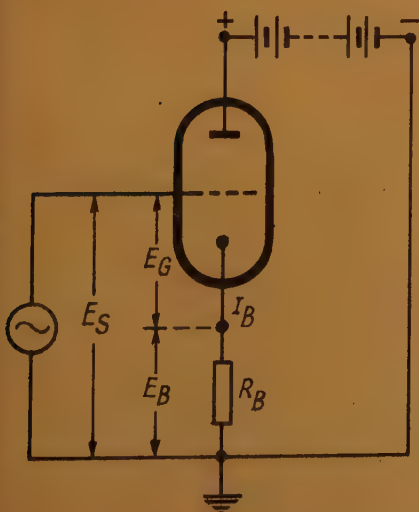
$$I_B = \frac{\mu \cdot (E_S - I_B \cdot R_B)}{R_i + R_B} \quad (6)$$

$$E_B = \mu \cdot E_S \cdot \frac{R_B}{R_i + R_B \cdot (\mu + 1)} \quad (7)$$

$$V_E = \frac{E_B}{E_S} = \mu \cdot \frac{R_B}{R_i + R_B \cdot (\mu + 1)} \quad (8)$$

Um die Eigenschaften der Verstärkerschaltungen nach Abb. 1 und 2 miteinander vergleichen zu können, schreiben wir die Gleichung (8) in folgender Weise:

$$V_E = \frac{\mu}{\mu + 1} \cdot \frac{R_B}{\frac{R_i}{\mu + 1} + R_B} \quad (9)$$



$$V_E = \mu' \cdot \frac{R_B}{R_i' + R_B} \quad (10)$$

Da die für den Katoden-Verstärker nach Abb. 2 gültige Gleichung (10) identisch ist mit der dem gewöhnlichen Verstärker nach Abb. 1 entsprechenden Gleichung (5), so kann man zunächst die folgenden Schlussfolgerungen ziehen:

Das Spannungsverhältnis  $V_E = E_B/E_S$  des Katoden-Verstärkers ist immer kleiner als Eins. Es ist äquivalent dem Spannungsverhältnis  $V_E$  eines gewöhnlichen Verstärkers nach Abb. 1, dessen Röhren-Verstärkungsfaktor

$$\mu' = \frac{\mu}{\mu + 1} \quad (11)$$

Abb. 2  
Prinzipschaltung des Katoden-Verstärkers

und dessen durch Gleichung (1) definierter Röhren-Widerstand

$$R_i' = \frac{R_i}{\mu + 1} \quad (12)$$

ist.

Mit wachsendem Katodenwiderstand  $R_B$  steigt das Spannungsverhältnis  $V_E$  und strebt, wenn  $R_B \gg R_i$  wird, dem reellen oberen Grenzwert  $V_{E\infty} = \mu/(\mu + 1)$  zu. Außerdem ist es bemerkenswert, daß bei dem Katoden-Verstärker nach Abb. 2 Eingangs- und Ausgangsspannung phasengleich sind, im Gegensatz zur normalen Verstärkerschaltung nach Abb. 1.

Ein anderer für das Verhalten des Katoden-Verstärkers wichtiger Kennwert ist das für die jeweilige Größe der Gitterspannung  $E_G$  maßgebende Spannungsverhältnis  $V_G = E_G/E_S$ , das durch die Beziehung

$$V_G = \frac{R_i + R_B}{R_i + R_B \cdot (\mu + 1)} \quad (13)$$

gegeben ist:  $V_G + V_E = 1$ . Es nimmt mit wachsendem Katodenwiderstand  $R_B$  ab und nähert sich für sehr große Werte von  $R_B$  dem reellen unteren Grenzwert  $V_{G\infty} = 1/(\mu + 1)$ . Je kleiner  $V_G$  wird, desto größer kann die Steuerspannung  $E_S$  bei gleichbleibender Gitterspannung  $E_G$  sein. Ist  $E_{G\max}$  die aus der Röhren-Kennlinie ermittelte, maximal zulässige Gitterspannung, so darf die an den Eingang des Katoden-Verstärkers angelegte Steuerspannung den Betrag

$E_{S\max} = \frac{E_{G\max}}{V_G}$  annehmen. Je größer  $R_B$  wird, um so größer kann auch  $E_S$

ohne Gefahr der Übersteuerung gemacht werden. Bei praktischen Ausführungen solcher Verstärker empfiehlt sich noch die Einführung einer als zusätzliche positive Gittervorspannung wirkenden konstanten Gleichspannung, die mit  $E_S$  in Reihe zu schalten ist und eine richtige Einstellung des Arbeitspunktes bzw. der Größe des Anodengleichstromes  $I_a$  ermöglicht.

Das Spannungsverhältnis  $V_E = E_B/E_S$  kann übrigens auch unter Benutzung der durch den Ausdruck

$$S = \left( \frac{d I_a}{d E_g} \right) E_{a\text{const}} \quad (14)$$

definierten „Steilheit“ der Triode ( $S = \mu/R_i$ ) ausgedrückt werden [3], wenn man die Gleichung (9) in folgender Weise schreibt:

$$V_E = \frac{\frac{R_i}{\mu + 1} \cdot R_B}{\frac{R_i}{\mu + 1} + R_B} \cdot \frac{\mu}{R_i} = R_K \cdot S \quad (15)$$

In dieser Gleichung bedeutet  $R_K$  den Kombinationswiderstand aus den parallelgeschalteten Widerständen  $R_i/(\mu + 1)$  und  $R_B$ . Die im Katoden-Verstärker tatsächlich wirksame Steilheit  $S' = \mu'/R_i$  ist nach Gleichung (11) durch die Beziehung

$$S' = S \cdot \frac{1}{\mu + 1} \quad (16)$$



gegeben, d. h. die wirkliche Steilheit  $S$  der Triode erscheint um den Faktor  $1/(\mu + 1)$  verkleinert.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die beiden in den Gleichungen (9) und (13) gegebenen Kennwerte  $V_E$  und  $V_G$  unter Benutzung des durch den Ausdruck

$$D = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{S \cdot R_i} \quad (17)$$

definierten „Durchgriffs“ der Triode auszudrücken [3]:

$$V_E = \frac{E_B}{E_S} = \frac{R_B}{D \cdot R_i + R_B \cdot (1 + D)} \quad (18)$$

$$V_G = \frac{E_G}{E_S} = \frac{R_i + R_B}{R_i + R_B \cdot \left(1 + \frac{1}{D}\right)} \quad (19)$$

Die im Katoden-Verstärker zustande kommende Gegenkopplung bewirkt außerdem, daß irgendeine zwischen Steuergitter und Katode liegende Impedanz  $Z$  bezüglich ihres Einflusses auf den Eingangskreis des Verstärkers in dem Verhältnis  $1/(1 - V_E)$  vergrößert erscheint:

$$\frac{\text{Äquivalente Gitter-Katoden-Impedanz } Z'}{\text{Katoden-Impedanz}} = \frac{\text{Wirkliche Gitter-Katoden-Impedanz } Z}{1 - V_E}, \quad (20)$$

d. h. der wirksame Eingangswiderstand des Verstärkers wird um den Faktor  $1/(1 - V_E)$  vergrößert. Hieraus folgt, daß ein zwischen Gitter und Katode liegender „Gitterwiderstand“ ziemlich klein gewählt werden darf und dennoch in bezug auf die Eingangsklemmen des Verstärkers sehr groß erscheint.

Die gleiche Überlegung ergibt sich hinsichtlich einer zwischen Steuergitter und Katode liegenden Kapazität  $C$ , die um den Faktor  $(1 - V_E)$  verkleinert erscheint:

$$\frac{\text{Äquivalente Gitter-Katoden-Kapazität } C'}{\text{Katoden-Kapazität}} = \frac{\text{Wirkliche Gitter-Katoden-Kapazität } C}{(1 - V_E)}, \quad (21)$$

d. h. die wirksame Eingangskapazität des Verstärkers wird um den Faktor  $(1 - V_E)$  verkleinert. Hieraus folgt, daß eine verhältnismäßig große, zwischen Gitter und Katode liegende Kapazität in bezug auf die Eingangsklemmen des Verstärkers sehr viel kleiner erscheint. Jedoch werden die einerseits zwischen Gitter und Erde und andererseits zwischen Gitter und Anode liegenden Kapazitäten durch die Gegenkopplungswirkung nicht berührt und wirken sich daher in vollem Maße aus.

Zusammenfassend können die besonderen Eigenschaften des Katoden-Verstärkers nach Abb. 2 folgendermaßen beschrieben werden:

1. Die am Katodenwiderstand  $R_B$  wirksame Ausgangsspannung  $E_B = I_B \cdot R_B$  wird an Punkten erhalten, die frei von Anodenspannung sind, so daß das Ausgangsgerät (z. B. Lautsprecher, Kabelübertragungsleitung oder Katodenstrahl-Oszillograf) unmittelbar geerdet werden kann.

2. Eingangswechselspannung (Steuerspannung)  $E_S$  und Ausgangswechselspannung  $E_B$  sind, — im Gegensatz zur normalen Verstärkerschaltung nach Abb. 1 — phasengleich.

3. Das Spannungsverhältnis  $V_E = E_B/E_S$  ist immer kleiner als Eins; es ist äquivalent dem Spannungsverstärkungsfaktor  $V_E$  eines gewöhnlichen

Verstärkers nach Abb. 1, dessen Röhren-Verstärkungsfaktor  $\mu' = \mu/(\mu + 1)$  und dessen durch Gleichung (1) definierter Röhrenwiderstand  $R_1' = R_1 \cdot 1/(\mu + 1)$  ist. Mit wachsendem Katodenwiderstand  $R_B$  steigt das Spannungsverhältnis  $V_E$  und strebt, wenn  $R_B \gg R_1$  wird, dem reellen oberen Grenzwert  $V_{E\infty} = \mu/(\mu + 1)$  zu.

4. Die wirksame Steilheit  $S'$  ist äquivalent der Steilheit eines gewöhnlichen Verstärkers nach Abb. 1, dessen Röhren-Steilheit  $S' = S/(\mu + 1)$  ist.

5. Das durch Gleichung (9) gegebene Spannungsverhältnis  $V_E = E_B/E_S$  ist bei ausreichender Größe des Katodenwiderstandes  $R_B$  praktisch unabhängig von Änderungen des Röhren-Verstärkungsfaktors  $\mu$  bzw. der Steilheit  $S$ , die beispielsweise durch Änderungen der Eigenschaften der Verstärkerröhre (Alterungserscheinungen) oder durch starke Schwankungen der Betriebsspannung des Verstärkers hervorgerufen werden können.

6. Das für die Größe der Gitterspannung  $E_G$  maßgebende Spannungsverhältnis  $V_G = E_G/E_S$  nimmt mit wachsendem Katodenwiderstand  $R_B$  ab und nähert sich für sehr große Werte von  $R_B$  dem reellen unteren Grenzwert  $V_{G\infty} = 1/(\mu + 1)$ . Je kleiner  $V_G$  wird, desto größer kann die Steuerspannung  $E_S$  bei gleichbleibender Gitterspannung  $E_G$  sein. Ist  $E_{G\max}$  die aus der Röhren-Kennlinie ermittelte maximal zulässige Gitterspannung, so darf die an den Eingang des Katoden-Verstärkers angelegte Steuerspannung den Betrag  $E_{S\max} = E_{G\max}/V_G$  annehmen. Je größer  $R_B$  wird, um so größer kann auch  $E_S$  ohne Gefahr der Übersteuerung gemacht werden. Bei praktischen Ausführungen solcher Verstärker empfiehlt sich die Einführung einer als zusätzliche positive Gittervorspannung wirkenden konstanten Gleichspannung, die mit  $E_S$  in Reihe zu schalten ist und eine richtige Einstellung des Arbeitspunktes bzw. der Größe des Anodengleichstromes  $I_a$  ermöglicht.

7. Irgendeine zwischen Steuergitter und Katode liegende Impedanz  $Z$  erscheint bezüglich ihres Einflusses auf den Eingangskreis des Verstärkers im Verhältnis  $1/(1 - V_E)$  vergrößert, und eine zwischen Steuergitter und Katode liegende Kapazität  $C$  erscheint um den Faktor  $(1 - V_E)$  verkleinert.

8. Wie bei allen mit Gegenkopplung arbeitenden Verstärkeranordnungen, kann man — auch dadurch, daß man den Katodenwiderstand in geeigneter Weise frequenzabhängig macht — eine erhebliche Erweiterung des Gebrauchsfrequenzbereichs des Verstärkers (d. h. eine entsprechende Verbesserung des Frequenzganges bzw. Herabsetzung der im Verstärker hervorgerufenen nicht-linearen Verzerrung) und außerdem eine beträchtliche Verminderung des Einflusses einer in der Anodenspannung vorhandenen Wechselstromkomponente (Beseitigung von störenden Brumm-Einflüssen) erreichen.

## Literatur

- [1] H. S. Black, Stabilized Feedback Amplifiers. Electr. Engng. 53 (1934) S. 114, und USA-Patent Nr. 2 106 671 (21. 12. 1937). — Fr. E. Terman, Radio Engineering. Verlag: McGraw-Hill, New York 1937, S. 248...256. — Fr. E. Terman, Radio Engineers' Handbook. Verlag: McGraw-Hill, New York 1943, S. 395...406. — J. Millman und S. Seely, Electronics. Verlag: McGraw-Hill, New York 1941, S. 606...613.
- [2] Fr. E. Terman, Radio Engineers' Handbook, S. 429...432. — R. R. Batcher and W. E. Moulic, The Electronic Engineering Handbook. Verlag: The Blakiston Co., Philadelphia 1944, S. 834.
- [3] R. Wunderlich, Über die Arbeitsweise des Katodenverstärkers, Elektr. Nachr.-Techn. 19 (1942) Nr. 5, S. 63...66; Referat: Bull. Schweiz. Elektrotechn. Verein 35 (1944) S. 124.



# Einrichtung zum Auffinden von Tonstellen auf dem Magnetophonband

(Mitteilung aus dem Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung,  
Berlin-Charlottenburg.)

## I. Einleitung

Für die gegenwärtige Schallaufnahmetechnik stellt das Magnetophon ein wertvolles Aufzeichnungsgerät dar. Das Magnetophon hat sich in der letzten Zeit insbesondere durch Anwendung der Hochfrequenzvormagnetisierung bei der Aufzeichnung mit großem Erfolg in der Rundfunkübertragungstechnik durchgesetzt. Es besitzt nicht nur bessere Übertragungstechnische Eigenschaften als die anderen bekannten Schallaufzeichnungsverfahren, sondern es hat auch außerordentlich gute betriebstechnische Eigenschaften. Hierbei ist besonders die Möglichkeit des filmischen Schnittes des Magnetophonbandes bemerkenswert. Für die Schallaufnahmetechnik ergeben sich hierdurch im Rundfunkbetrieb große Erleichterungen und Vereinfachungen. Fehler, die sich bei der Aufnahme von Sprache oder Musik normalerweise ergeben, z. B. durch Versprechen, Hustenanfälle, Unaufmerksamkeit, technische Versehen u. dgl. m., lassen sich bekanntlich ohne Schwierigkeiten beseitigen. Bei der Aufnahme wird die fehlerhafte Stelle einfach wiederholt und das entsprechende fehlerhafte Stück wird später aus dem Magnetophonband herausgeschnitten. Die Technik des Schneidens und Zusammensetzens der Magnetophonbänder bezeichnet man im Rundfunkbetrieb als „Cuttern“.

Das Cuttern stellt einen wichtigen Arbeitsgang bei der Herstellung eines spielfertigen Magnetophonbandes dar. Dabei enthält die Tätigkeit des Cutterns sowohl eine technische als auch eine künstlerische Seite. Das Aneinanderfügen von Bändern verschiedener Aufnahmen zu einem guten Gesamtwerk setzt ein gutes Kompositionsgefühl voraus und ist oftmals entscheidend für den künstlerischen Gesamteindruck.

Bei der technischen Seite des Cutterns kommt es in erster Linie darauf an, vor dem Zerschneiden des Bandes Anfang und Ende des fehlerhaften Bandstückes genau herauszufinden. Im folgenden wollen wir denjenigen Ort eines Schallvorganges auf dem Tonband, der den Anfang oder das Ende der fehlerhaften Schallaufzeichnung kennzeichnet und abgrenzt, mit Tonstelle bezeichnen. Es leuchtet ein, daß Schnittfehler beim Cuttern mit Sicherheit erst dann vermieden werden, wenn es möglich ist, die zu suchenden Tonstellen mit ausreichender Genauigkeit herauszufinden.

Beim Cuttern der Tonbänder werden zum Auffinden der gesuchten Tonstellen bisher die normalen Magnetophonlaufwerke benutzt. Das Band läuft hierbei mit normaler Geschwindigkeit (ca. 75 cm/sec) an dem Hörkopf vorbei. Erscheint nun beim Abhören des Tonbandes die gesuchte Tonstelle, so wird das Laufwerk zum Stillstand gebracht und das Tonband am Luftspalt des Hörkopfes zerschnitten. Um sicher zu gehen, kann man vor dem Zerschneiden das Tonband von Hand langsam hin und her bewegen. Dabei werden die im Lautsprecher hörbaren Geräusche zur Beurteilung der vor dem Hörkopf befindlichen Tonstelle herangezogen, wobei sich die veränderte Frequenzlage, die durch die

unnormale Geschwindigkeit des von Hand bewegten Tonbandes entsteht, sehr erschwerend auf die genaue Beurteilung der gesuchten Tonstelle auswirkt. Zum guten Cuttern ist jedenfalls sehr viel Übung und Erfahrung nötig, denn ein ungenauer oder falscher Schnitt kann bei hochwertigen Aufnahmen, vor allen Dingen bei Musikaufnahmen, viel Schaden anrichten. Die Hauptschwierigkeit liegt darin, daß das Tonband ständig mit normaler Geschwindigkeit bewegt werden muß, um die aufgezeichneten Schallvorgänge einwandfrei abhören zu können und daß man hierbei die Tonstellen, die ja mit dem Auge leider nicht wahrnehmbar sind, nicht schnell genug erkennen und genügend genau kennzeichnen kann. Es ist daher erwünscht, eine Einrichtung zu schaffen, bei der die geschilderten Schwierigkeiten ausgeschaltet sind und die für besonders hochwertige Aufnahmen, bei denen Schnittfehler unter allen Umständen vermieden werden müssen, das Auffinden der gesuchten Tonstellen auch in schwierigsten Fällen mit großer Genauigkeit durchzuführen gestattet. In der vorliegenden Arbeit soll nun über die praktische Ausführung einer Apparatur zur Lösung des gestellten Problems berichtet werden.

## II. Erläuterung der Grundidee

Für das genaue Auffinden und Markieren einer Tonstelle ist es zweckmäßig, wenn sich das Band nicht bewegt, dafür aber der Hörkopf an dem Band vorbeigeführt wird. Lösungsvorschläge, die auf diesem Prinzip beruhen, sind wahrscheinlich schon diskutiert worden<sup>1)</sup>. Es ist uns jedoch nicht bekannt, ob schon mit einer praktischen Ausführung wirklich erfolgreich gearbeitet werden konnte. Unsere Erfahrungen bei der Entwicklung der hier beschriebenen Apparatur haben gezeigt, daß es zur praktischen Verwirklichung der erwähnten einfachen Grundidee der Lösung vieler konstruktiver Einzelheiten bedarf, ohne die ein zufriedenstellendes Arbeiten nicht erreicht werden kann. Es erscheint deshalb angebracht, über die durchgeführte Entwicklung und über die dabei gemachten Erfahrungen im Zusammenhang zu berichten.

Für ein genaues Auffinden einer Tonstelle reicht erfahrungsgemäß ein einmaliges Abhören der fehlerhaften Schallaufzeichnung nicht aus, sondern man muß den gleichen Vorgang mehrmals hintereinander abhören, um sich ein sicheres Urteil über den Ort der gesuchten Tonstelle auf dem Bande machen zu können. Hiernach erscheint es vernünftig, wenn man das Magnetophonband beispielsweise an dem Rande einer kreisförmigen Scheibe anliegen läßt, den Hörkopf dagegen mit gleichförmiger Geschwindigkeit an der Peripherie der Scheibe entlangführt, wobei das Magnetophonbandstück, das in Form einer Schleife an der Scheibe anliegt, von dem umlaufenden Hörkopf periodisch abgetastet wird. Abb. 1 zeigt eine schematische Darstellung dieses Gedankens. Bei dem periodischen Abtastvorgang wird die Höhe der Tonlage durch die Umlaufgeschwindigkeit des rotierenden Hörkopfes bestimmt. Der Klangeindruck, der hierbei entsteht, ist der gleiche wie beim normalen Abtastvorgang, sofern die Umlaufgeschwindigkeit des Hörkopfes der normalen Bandgeschwindigkeit entspricht. Zur anschaulichen Erläuterung des periodischen Abhörvorganges sei noch erwähnt, daß man hierbei etwa den Eindruck gewinnt, wie er häufig beim Abspielen einer Schallplatte beobachtet wird, wenn die Tonabnehmernadel immer

<sup>1)</sup> Es ist uns nicht bekannt, wo in der Literatur Cuttereinrichtungen für Magnetophonbänder schon beschrieben worden sind. Die bisherigen Entwicklungen sind wahrscheinlich in der schwer zugänglichen Patentliteratur verstreut.



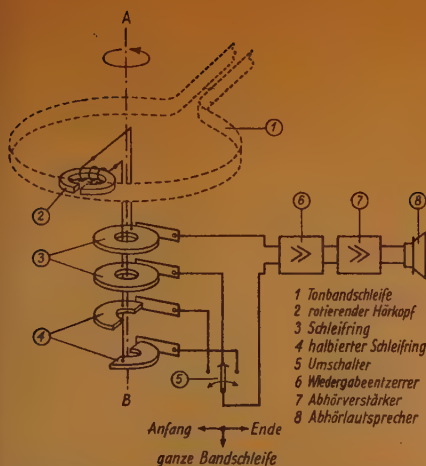


Abb. 1 Schematische Darstellung einer Einrichtung zum Auffinden von Tonstellen bei Tonbändern

wieder in eine bereits durchlaufene Rille zurückspringt und diese dann in dauernder Wiederholung zu Gehör gebracht wird.

Die Länge der abzutastenden Bandschleife darf, wie die Erfahrung gezeigt hat, nicht zu kurz sein. Es ist für das Auffinden einer bestimmten Tonstelle günstig, wenn ein genügend langes Stück der Aufzeichnung vor und nach der gesuchten Tonstelle noch mitgehört wird. Aus diesem Grunde ist es notwendig, den Durchmesser der Abtastscheibe, der die Länge der Bandschleife bestimmt, genügend groß zu machen. Für eine genaue Festlegung einer Tonstelle auf der Tonbandschleife sind noch einige zusätzliche Einrichtungen erforderlich. Zur Orientierung ist es z. B. sehr nützlich, wenn die kreisende Bewegung des rotierenden

Hörkopfes ständig beobachtet werden kann, was beispielsweise durch Anbringen eines mitrotierenden sichtbaren Pfeiles, der die jeweilige Lage des Hörkopfes andeutet, erreicht wird. Ferner muß eine Einrichtung geschaffen werden, die beim periodischen Abhören ein Verschieben der Bandschleife an dem Umfang der Abtastscheibe nach der einen oder anderen Seite gestattet, um die zu suchende Tonstelle in die Mitte des äußeren Umfanges der Abtastscheibe zu bringen. Es ist nämlich zweckmäßig, die Markierung der gesuchten Tonstelle in der Mitte der Band-



Abb. 2 Gesamtbild der Apparatur in Verbindung mit dem Magnetophonlaufwerk

schleife vorzunehmen. Die präzise Ermittlung des Ortes der gesuchten Tonstelle auf dem Band kann auf verschiedene Weise vorgenommen werden. Man kann beispielsweise beim Abhören der ganzen Bandschleife ein kurzes Signal dazu-geben, und zwar in dem Augenblick, wo der umlaufende Hörkopf die Mitte der Bandschleife durchheilt. Beim periodischen Abhören wird also jedesmal in der Mitte der Bandschleife ein kurzes Signal hörbar. Man kann nun durch Verschieben des Tonbandes die gesuchte Tonstelle mit dem Signal zur Deckung bringen. Ist dies geschehen, so befindet sie sich genau in der Mitte der Bandschleife. Diese Maßnahme hat sich aber, wie praktische Versuche gezeigt haben, nicht bewährt, da es großer Aufmerksamkeit bedarf, um das Zusammenfallen der zu suchenden Tonstelle mit dem kurzen Signal richtig zu beurteilen.

Wesentlich günstiger ist es dagegen, wenn man eine Möglichkeit vorsieht, mit der man wahlweise nur die erste Hälfte oder nur die zweite Hälfte der Tonbandschleife hörbar macht. Durch geeignetes Verschieben des Magnetophonbandes kann man dann in einfacher Weise erreichen, daß die aufzufindende Tonstelle genau in der Mitte des periodischen Abtastvorganges liegt. Der besondere Vorteil bei diesem Vorgehen liegt darin, daß man vor der eigentlichen Kennzeichnung der Tonstelle nacheinander und sehr genau die Aufzeichnung vor und nach der Tonstelle abhören und beurteilen kann. Ein fehlerhaftes Abschneiden von Aufzeichnungen auf dem Bande kann dadurch mit Sicherheit vermieden werden. Die Markierung der Tonstelle erfolgt hierbei nach der genauen Einstellung mit einer kleinen Schablone immer an der gleichen Stelle in der Mitte des Scheibenumfanges bzw. der Bandschleife.

### III. Beschreibung der Einrichtung zum periodischen Abtasten

Die im vorangegangenen erläuterte Grundidee kann in verschiedener Weise bei der Entwicklung einer Einrichtung zum Auffinden von Tonstellen auf einem Tonbande verwendet werden. Es hängt dabei von der besonderen technischen Aufgabenstellung ab, wie die Einzelheiten der Apparatur zweckmäßigerweise ausgeführt werden. Im vorliegenden Fall war folgende Aufgabe zu lösen:

Es sollte eine Zusatzeinrichtung für ein normales Magnetophonlaufwerk gebaut werden, mit der es möglich ist, Tonstellen auf dem Tonbande mit großer Genauigkeit und Sicherheit aufzufinden und zu markieren. Zu diesem Zwecke wurde im Heinrich-Hertz-Institut das im folgenden beschriebene Gerät entwickelt.

Abb. 2 zeigt ein Foto von der Gesamtapparatur. In der Mitte der Montageplatte befindet sich die Abtastscheibe, davor die Rollen zur Führung des Tonbandes. Über dem Mittelpunkt der Abtastscheibe erkennt man deutlich den Pfeil, der ständig die Lage des Hörkopfes anzeigt. Abb. 3 zeigt einen Querschnitt von der Abtastscheibe, die aus einem oberen, einem unteren und einem mittleren Teil besteht. Der obere und der untere Teil sitzen frei beweglich auf der Scheibenachse und geben an der Stirnfläche längs des Scheibenumfanges dem Tonband eine Auflagefläche. Die mittlere Scheibe trägt den Hörkopf. Zwischen der oberen und der unteren Scheibe, die gegeneinander einen Abstand haben, befindet sich längs des Scheibenumfanges ein Schlitz von 3,5 mm Breite, durch den der Hörkopf mit seinem Kern hindurchragt und beim Umlaufen mit seinen Polflächen das anliegende Magnetophonband abtastet. Auf diese Weise wird erreicht, daß das Tonband bei dem periodischen Abtastvorgang mechanisch nicht stärker beansprucht wird als im normalen Betrieb.



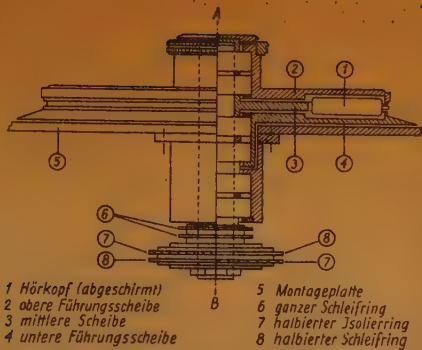


Abb. 3 Darstellung der Abtasteinrichtung für die Bandschleife.

Während die obere und untere Scheibe mit ihren Kugellagern frei gegeneinander und gegen die Achse drehbar angeordnet sind, ist die mittlere Scheibe mit der Scheibenachse fest verbunden und wird durch einen Synchronmotor angetrieben. In der Abb. 3 ist dieser Antriebsmotor nicht eingezeichnet. Die Scheibenachse, die ebenfalls mit zwei Kugellagern versehen ist, hat in der Mitte eine Bohrung, durch die die Anschlußleitungen des Hörkopfes hindurchgeführt werden. Die Hörkopfanschlüsse enden auf Schleifringen unterhalb der Aufbaufläche (siehe Abb. 1).

Hinter der Abtastscheibe befindet sich

das Bedienungstastenfeld mit den fünf Tasten, mit denen wahlweise folgende fünf Betriebsarten eingeschaltet werden können. Taste I Halt, II Vorlauf, III Rücklauf, IV periodisches Abhören, V Wiedergabe.

Der untere Teil der Abtastscheibe hat einen größeren Durchmesser und ist zur Montageplatte hin abgeschragt. Hierdurch wird das Einlegen des Bandes wesentlich erleichtert. Der rechts auf der Montageplatte sichtbare Drehknopf wird bei Betätigung der Taste IV über ein Friktionsgetriebe unterhalb der Montageplatte mit dem unteren Teil der Abtastscheibe gekuppelt. Hierdurch ist die Möglichkeit geschaffen, beim periodischen Abhören der Bandschleife durch Drehen des Knopfes das Tonband nach links oder rechts zu bewegen.

Mit dem Umschalter an der linken Seite hinter der Abtastscheibe können wahlweise die beiden Hälften der Bandschleife oder auch die ganze Bandschleife abgehört werden. Das Zusammenwirken dieses Umschalters mit dem rotierenden Hörkopf und den beiden halben Schleifringen ist aus Abb. 1 zu ersehen und wird im nächsten Abschnitt IV genauer erläutert.

Beim Arbeiten mit der Abtasteinrichtung wird das Tonband folgendermaßen umgeleitet: von dem Abwickelteller kommend, wird das Magnetophonband der Zusatzeinrichtung zugeführt. Dort läuft es über einige Führungsrollen an der Abtastscheibe entlang und wird dann zum Magnetophonlaufwerk zurückgeführt. Hier läuft es in der üblichen Weise über die Tonrolle, die den Transport des Bandes bewirkt, zum Aufwickelteller zurück.

Das Zusatzgerät ist über ein ansteckbares achtpoliges Kabel mit dem Magnetophonlaufwerk verbunden. Die Schaltung wurde so ausgeführt, daß bei Betätigung der Taste I („Halt“) die Bedienung des Magnetophons in der gewohnten Weise von dem Tastenfeld des Laufwerks vorgenommen werden kann. Wird entsprechend beim Magnetophonlaufwerk die Taste „Halt“ gedrückt, so werden dabei sämtliche Verbindungen zum Tastenfeld der Abtasteinrichtung durchgeschaltet, so daß nun die Bedienung von dort erfolgen kann.

Das Umspulen des Tonbandes, also schneller Vor- bzw. Rücklauf, erfolgt durch Drücken der Tasten II bzw. III in der üblichen Weise mit erhöhter Geschwindigkeit. In der Betriebsstellung „Wiedergabe“ (Taste V) wird das Tonband mit normaler Geschwindigkeit vorwärtsbewegt und abgehört. Durch einen Arretierungshebel, der mit der Taste IV in Verbindung steht, wird erreicht,

daß das Abschalten des Motors, der den Hörkopf antreibt, nach Auslösen der Taste IV erst dann erfolgt, wenn der umlaufende Hörkopf etwa die Mitte der Bandschleife erreicht hat. In dieser Mittelstellung wird der Hörkopf in den Betriebsstellungen „Wiedergabe“ und „Umspulen“ durch den Arretierungshebel festgehalten. Bei Betätigung der Taste IV wird die Arretierung aufgehoben und dabei der Antriebsmotor eingeschaltet.

#### IV. Das Auffinden einer Tonstelle

Das Auffinden einer bestimmten Tonstelle auf dem Tonband geht in folgender Weise vor sich: Das Tonband wird zunächst von der Tonrolle des Laufwerkes vorwärtsbewegt und läuft vom Abwickelteller über die Abtastscheibe zum



Abb. 4 Gesamtansicht der Apparatur nach Entfernen der einen Hälfte der Tonbandschleife und der rechten Seitenwand  
Aufnahmen: Herrmann

Aufwickelteller. Hierbei steht der mittlere Teil der Abtastscheibe still und der Hörkopf befindet sich etwa in der Mitte der Tonbandschleife in Ruhe und tastet das Band ab. Die mit dem Hörkopf abgetastete Aufzeichnung wird mit einem Lautsprecher abgehört. Beim Hören einer Tonstelle, bei der ein Schnitt notwendig ist, wird der Bandtransport sofort angehalten. Die zu suchende Tonstelle befindet sich jetzt auf dem Umfang der Abtastscheibe. Nun wird durch Drücken der Taste IV der Motor eingeschaltet und der Hörkopf in drehende Bewegung versetzt, womit die Aufzeichnung längs der ganzen Bandschleife periodisch abgehört wird. Durch Drehen an dem obenerwähnten Drehknopf wird das Tonband so verschoben, daß sich die Schnittstelle möglichst in der Mitte der Schleife befindet, was durch Beobachtung des mitrotierenden Pfeiles kontrolliert werden kann. Die Richtigkeit der Einstellung wird hierbei dadurch geprüft, daß durch den erwähnten Umschalter wahlweise die erste bzw. die zweite Hälfte der Bandschleife periodisch abgehört wird.

Dies geschieht auf folgende Weise. Betrachtet man in Abb. 1 die Anordnung der Schleifkontakte zur Abnahme der Hörkopfspannungen, so erkennt man, daß je nach Stellung des Umschalters die Abnahme wahlweise von einem der halben Schleifringe oder in der Mittelstellung des Umschalters von den ganzen Schleifringen erfolgen kann. Hierdurch besteht die Möglichkeit, die periodisch abgetastete Bandschleife in zwei Hälften zu unterteilen. Die mitumlaufenden halben



Schleifringe sind nämlich so angeordnet, daß der Stromkreis des Hörkopfes jedesmal dann selbsttätig geöffnet oder geschlossen wird, wenn der umlaufende Hörkopf die Mitte der Bandschleife passiert. Durch Betätigen des Umschalters kann nun wahlweise die eine oder andere Bandhälfte zu Gehör gebracht werden. In der Mittelstellung des Umschalters wird die ganze Bandschleife hörbar, da hier die Abnahme über zwei durchgehende Schleifringe erfolgt. Durch diese Anordnung ist das Auffinden der gesuchten Tonstelle und ihre Kennzeichnung in einfacher Weise sehr genau durchzuführen. Bringt man z. B. durch entsprechende Stellung des Umschalters die erste Hälfte der Bandschleife zu Gehör, so kann man die gesuchte Tonstelle durch seitliches Verschieben des Tonbandes sehr leicht genau in die Mitte der ganzen Bandschleife bringen, da ja beim Durchlaufen an dieser Stelle jedesmal der Hörkopf abgeschaltet und die Wiedergabe damit unterbrochen wird. Man braucht also in dieser Stellung des Umschalters die gesuchte Tonstelle nur an das Ende der periodisch zu Gehör gebrachten ersten

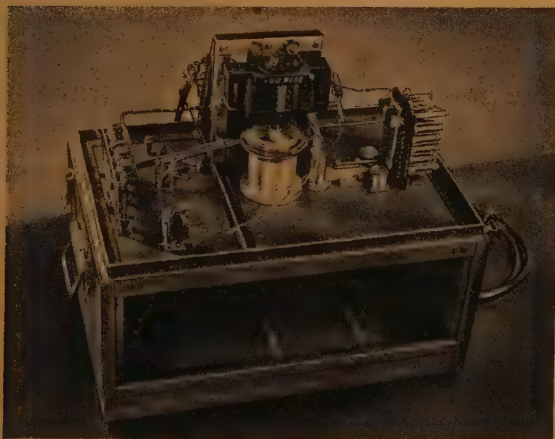


Abb. 5 Ansicht vom Aufbau der Apparatur unterhalb der Montageplatte (nach Umdrehen der Montagefläche).

Hälfte der Bandschleife zu bringen. Wird nun der Umschalter auf die zweite Hälfte der Bandschleife umgeschaltet, so erscheint die gleiche Tonstelle jetzt am Anfang der periodisch zu Gehör gebrachten Schallaufzeichnung. Man hat also die Möglichkeit, ohne das Band zu verschieben, durch ein einfaches Umschalten die in der Mitte der Bandschleife befindliche Tonstelle in bezug auf die Genauigkeit der Einstellung zu überprüfen. Will man z. B. nacheinander Anfang und Ende eines fehlerhaften Bandstückes ermitteln, so bringt man zweckmäßig erst die zweite Hälfte der Bandschleife zu Gehör und verschiebt nun das Band so lange, bis sich die gesuchte Tonstelle, die den Beginn des fehlerhaften Band-

stückes kennzeichnet, am Anfang erscheint. Dann bringt man durch Umschalten die erste Hälfte der Bandschleife zu Gehör und schiebt das Band so weit nach links, bis diejenige Tonstelle, die das Ende des herauszuschneidenden Bandstückes abgrenzt, am Ende erscheint.

Befindet sich die Schnittstelle genau in der Mitte der Tonbandschleife, dann wird sie an dieser Stelle markiert, beispielsweise bei der vorliegenden Einrichtung in einfachster Weise mit Hilfe einer kleinen Schablone und eines Farbstiftes. Das eigentliche Schneiden und Kleben des Bandes kann dann an einer anderen Stelle oder in einem besonderen Arbeitsgang erfolgen.

## V. Technische Einzelheiten des Gerätes

Ein einwandfreies Arbeiten mit der Einrichtung, die im vorangegangenen beschrieben wurde, setzt voraus, daß viele technische Einzelheiten bei der Konstruktion mitberücksichtigt werden, und es erscheint notwendig, über einige Punkte, die sich erfahrungsgemäß als wichtig erwiesen haben, noch kurz zu berichten.

Ein wesentlicher Punkt ist beispielsweise ein einwandfreier Transport des Tonbandes in jeder beliebigen Betriebsstellung der Apparatur. Dadurch, daß die vorliegende Apparatur in Verbindung mit einem normalen Magnetophon-

laufwerk verwendet werden soll, ergeben sich leicht Schwierigkeiten. Einmal muß verhindert werden, daß das Tonband beim Anhalten nach einem schnellen Vor- oder Rücklauf reißt oder in den Schlitz der Abtastscheibe hineingezogen wird. Darum muß das Arbeiten der Bremsen genau abgestimmt werden und die Schwungmasse der beweglichen Teile der Abtastscheibe muß möglichst klein gehalten werden. Außerdem darf der Schlitz der Abtastscheibe erfahrungsgemäß nicht größer als etwa 3,5 mm gemacht werden. Zum anderen Mal muß erreicht werden, daß in der Betriebsstellung „periodisches Abhören“ das Tonband einerseits in Ruhe bleibt, andererseits aber auch beliebig verschoben werden kann. Das bedeutet aber, daß die von dem Aufwickel- und Rückwickelmotor auf die Enden der Tonbandschleife ausgeübten Zugspannungskräfte stets gleich groß sein müssen, damit das Tonband nicht allein in Bewegung gerät. Um diese Bedingung zu erfüllen, hat sich eine einfache Regelinrichtung zum Ausgleich der Bandspannungen bewährt, die in der Abb. 6 schematisch dargestellt ist. Bei Ungleichheit der Bandspannungen wird automatisch ein Regelwiderstand verändert. Dadurch werden die Drehmomente des Aufwickel- und Abwickelmotors so lange geändert, bis wieder Gleichheit der Bandspannungen erreicht ist. Die praktische Ausführung der Regelinrichtung ist auf den Abb. 4 und 5 zu erkennen. An Stelle des Kontakthebels der schematischen Darstellung in Abb. 6 arbeitet bei der praktischen Ausführung ein Hebel auf zwei Kontaktfedersätze. Der Regelwiderstand ist in Stufen unterteilt, die durch die Federn nacheinander kurzgeschlossen werden können.

Ein weiterer Punkt, der noch erwähnt werden soll, ist die Kompensation der aufgenommenen Brummspannung des rotierenden Hörkopfes. Der Hörkopf ist beim Magnetophon bekanntlich sehr empfindlich gegen die Aufnahme des Netzbrummens. Um den Netzbrumm ausreichend klein zu halten, hat man beim normalen Magnetophonbetrieb die Möglichkeit, in Reihe zum Hörkopf eine kleine Kompensationsspule zu schalten, die an einer geeigneten Stelle im Störfeld, z. B. in der Nähe des Tonmotors angebracht und in ihrer räumlichen Lage so lange verändert wird, bis eine gute Kompensation der aufgenommenen Brummspannung des Hörkopfes erreicht wird. Diese einfache Kompensationsmöglichkeit hat man nun beim rotierenden Hörkopf nicht. Hier ändert sich die aufgenommene Brummspannung an den Hörkopfklemmen dauernd. Die gestrichelte Kurve in Abb. 7 zeigt z. B. den gemessenen Betrag der Brummspannung am rotierenden Hörkopf in Abhängigkeit vom Drehwinkel. Man erkennt, daß eine Kompensation nur möglich ist, wenn die Kompensationsspule mit dem Hörkopf und möglichst an gleicher Stelle mitrotiert. Es ist darum zweckmäßig, einen zweiten Hörkopf, der nicht am Tonband anliegt, über dem eigentlichen rotierenden Abnahmehörkopf anzubringen und für die Kompensationszwecke zu benutzen. Bei der beschriebenen Apparatur lag der Kompensationshörkopf hinter dem Abnahmehörkopf in radialer Richtung verschoben, und in der Abb. 7 ist zu erkennen, welche Verringerung des Netzbrummens damit praktisch erreicht wurde. Es hat sich außerdem als zweckmäßig erwiesen, zur Kompensation der Brummspannungsanteile, die von den Hörkopfanschlußleitungen zum Umschalter und zu den Abnahmekontakten herrühren, in der üblichen Weise eine zusätzliche feststehende Kompensationsspule zu verwenden. Im Hinblick auf die Kompensationsfrage erscheint es günstiger, wenn man statt eines mit Wechselstrom betriebenen Asynchron-Synchronmotors einen Gleichstrommotor, der von einem Trockengleichrichter gespeist werden kann, zum Antrieb des rotierenden Hörkopfes verwendet.



Hierbei ließe sich auch leicht, beispielsweise durch eine Beeinflussung des Feldstromes, eine Änderung der Umlaufgeschwindigkeit des Hörkopfes erreichen, was bei manchen Problemen erwünscht sein wird.

Besondere Aufmerksamkeit mußte bei der Konstruktion auch der Ausführung der Schleifringe und der Kontakte geschenkt werden (siehe Abb. 1 und 3). Die von dem Hörkopf kommenden äußerst kleinen Sprechströme müssen unbedingt störungsfrei über die Schleifkontakte fließen können. Der Kontaktdruck darf nicht zu klein gemacht werden und das Entstehen von Leitungsschleifen, die zur Aufnahme von unerwünschten Stör- und Brummspannungen

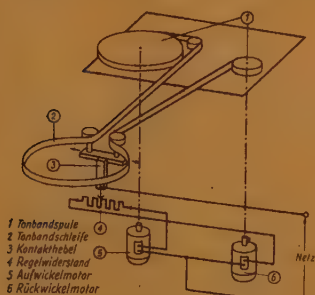


Abb. 6 Schematische Darstellung der Regeleinrichtung zum Ausgleich der Bandspannungen.

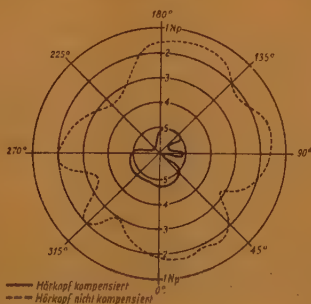


Abb. 7 Fremdspannung am rotierenden Hörkopf in Abhängigkeit vom Drehwinkel.

führen, muß möglichst vermieden werden.

Für die Lagerung der beweglichen Teile der Abtastscheibe wurden je zwei Kugellager verwendet (siehe Abb. 3), die so eingestellt wurden, daß das 3 mm dicke Eisenpaket des Hörkopfes in dem nur 3,5 mm breiten Schlitz zwischen

oberem und unterem Teil der Abtastscheibe einwandfrei und ohne Schaben und Schlagen umläuft. Die Erfüllung dieser Bedingung erfordert wegen des großen Durchmessers der Abtastscheibe von 245 mm einige Präzisionsmechanik.

## VI. Übertragungseigenschaften beim Abhören

In den meisten Anwendungsfällen werden die Anforderungen an die Wiedergabegüte beim periodischen Abhören nicht besonders groß sein. Das wird im allgemeinen zutreffen, da ja die Abtastung nicht mit einem Meßinstrument, sondern akustisch, also mit dem Ohr beurteilt wird. Für diesen Zweck reicht die mit der beschriebenen Apparatur erzielte Störfreiheit vollständig aus. Bei einer weiteren Verbesserung der Brummkompensation, die ohne weiteres möglich ist, lassen sich fast die gleichen guten Wiedergabeeigenschaften wie beim normalen Magnetophonbetrieb erreichen.

## VII. Genauigkeit für das Auffinden einer Tonstelle.

Zum Markieren einer Tonstelle ist auf der Montageplatte vor der Abtastscheibe in der Mitte der Bandschleife eine kleine Schablone angebracht (siehe Abb. 4). Durch eine Aussparung auf dieser Schablone kann mit einem Kreide- oder Farbstift ein kleiner Strich auf dem Tonbände markiert werden. Die Genauigkeit beträgt dabei erfahrungsgemäß wenige Millimeter. Das ergibt bei der hier verwendeten normalen Abtastgeschwindigkeit von etwa 75 cm pro Sekunde im Zeitmaßstab eine Genauigkeit von weniger als 10 ms. Damit läßt sich eine Tonstelle auf dem Bande für alle praktischen Fälle mit ausreichender Genauigkeit kennzeichnen. Z. B. ist es ohne weiteres möglich, Anfang und Ende von einem s innerhalb eines Wortes auf dem Tonbände anzugeben, so daß man es genau ausschneiden kann.

## VIII. Anwendungsmöglichkeiten

Es mögen noch einige Bemerkungen hinzugefügt werden über praktische Anwendungsmöglichkeiten der beschriebenen Apparatur, die sich aus den Eigenschaften des Gerätes ergeben.

Eine Haupteigenschaft der hier beschriebenen Apparatur ist die große Genauigkeit, mit der die Kennzeichnung einer Tonstelle möglich ist. Zu dieser Genauigkeit kommt die Sicherheit, mit der die Tonstelle schon vor der Kennzeichnung erkannt werden kann, da die Abtastgeschwindigkeit beim periodischen Abhören gleich der normalen Geschwindigkeit ist oder gemacht werden kann, so daß die Tonhöhe erhalten bleibt. Außerdem wird das Band nicht beschädigt, und es wird ein verhältnismäßig langes Stück (etwa  $\frac{1}{2}$  Sekunde) vor und nach der Tonstelle für die Beurteilung mitberücksichtigt.

Dementsprechend ist die Apparatur überall dort besonders brauchbar, wo es auf ein sehr genaues und unbedingt sicheres Auffinden einer Tonstelle für die Zwecke des Cutters ankommt. Das ist z. B. wichtig bei hochwertigen, einmaligen Musikaufnahmen. Für die richtige Beurteilung der Tonfolgen ist hierbei die normale Tonhöhe beim periodischen Abtasten wertvoll. Aber auch bei wichtigen Sprachaufnahmen, bei denen Verbesserungen oder Veränderungen an einem Wort vorgenommen werden müssen, kann die Apparatur benutzt werden, wobei man jedoch im Auge behalten muß, daß der Einsatz der Apparatur nur dann sinnvoll sein wird, wenn das normale, schneller zu handhabende, aber dafür auch unsichere Cuttern nicht zulässig ist.

Die eben erläuterte Anwendung erstreckt sich selbstverständlich auf jedes Gebiet der Technik, wo eine Schallaufzeichnung mit dem Magnetophon möglich ist, also nicht nur auf die Rundfunkübertragungstechnik, sondern auch auf die Tonfilmtechnik, auf die Amateur-Kinotechnik, auf die Tontechnik für Konzerttheater, auf die Abhörtechnik im Telegraf- und Fernsprechdienst usw. Selbstverständlich werden verschiedene Einzelheiten der hier beschriebenen Apparatur bei einer Anwendung in einem bestimmten Gebiet der Technik zweckmäßigerweise den dabei zu fordernden speziellen Bedingungen anzupassen sein.

Erwähnt sei noch, daß die hier beschriebene Apparatur außerordentlich gut für Untersuchungen auf dem Gebiete der Phonetik und für Sprachunterrichtszwecke verwendet werden kann.

Wegen der Möglichkeit der periodischen Wiedergabe eines Schallvorganges kann die Apparatur auch als elektroakustische Meßeinrichtung benutzt werden, z. B. bei bestimmten Analysierungsaufgaben.

## IX. Zusammenfassung

Es wird eine im Heinrich-Hertz-Institut gebaute Einrichtung beschrieben, mit der es möglich ist, Tonstellen auf dem Magnetophonband mit großer Genauigkeit und Sicherheit aufzufinden. Das angewandte Verfahren und die technischen Eigenschaften und konstruktiven Einzelheiten der Apparatur werden beschrieben. Zum Schluß werden einige Anwendungsmöglichkeiten erwähnt. An dieser Stelle möchten wir Herrn Prof. Dr. G. Leithäuser für das ständige Interesse an der Entwicklung der Apparatur und Herrn Harro Wiechert für seine Bemühungen und Unterstützung bei der Ausführung der Präzisionsmechanik und der Lösung oft recht schwieriger Konstruktionsprobleme herzlich danken.



# Ultrakurze Wellen im Millimetergebiet

*(Referat eines Vortrages, den der Verfasser am Physikalischen Institut der Universität Rostock gehalten hat)*

Die großen Fortschritte, die die Zentimeterwellen ( $\lambda = 1 \dots 10$  cm) während der vergangenen Jahre der Hochfrequenztechnik brachten, haben neuerdings das Interesse an den extrem kurzen Wellen von 1 cm Wellenlänge und darunter mehr und mehr in den Vordergrund treten lassen. Bei dieser Sachlage ist es angebracht, die Eigenschaften der Millimeterwellen ( $\lambda = 1 \dots 10$  mm) im Hinblick auf deren Anwendungsmöglichkeiten zu erörtern.

Was zunächst die Erzeugung von Millimeterwellen anbelangt, war man bis vor einigen Jahren auf Funkenstrecken angewiesen. Als Erzeugeranordnung wurde vor allen Dingen der „Massenstrahler“ von Glagelowa-Arkadiewa [1] untersucht und auch zu praktischen Anwendungen für naturwissenschaftliche Untersuchungen herangezogen. Bekanntlich werden bei diesem Generator eine Vielzahl sehr kleiner Hertzscher Strahler in Form feingesiebter Metallspänchen durch die zwischen den einzelnen Strahlern überspringenden elektrischen Funken gleichzeitig zu Eigenschwingungen erregt. Der Massenstrahler erzeugt ein kontinuierliches Spektrum innerhalb eines verhältnismäßig breiten Intervalles, welches aus Grund- und Oberwellen der Einzelstrahler besteht und aus dem sich die monochromatischen Wellen mittels eines Stufen- oder Diffraktionsgitters herausziehen lassen. Die kürzesten auf diesem Wege erzeugten und noch nachgewiesenen Wellen sind von der Größenordnung von 0,02 mm Wellenlänge und gehören damit schon dem Spektrum der Wärmewellen an. Der Nachteil der Funkenmethode beruht, abgesehen von den äußerst niederen Intensitäten der erzeugten Schwingungen, hauptsächlich in deren starker Dämpfung und Inkonzanz, die ihre möglichen Anwendungen für technische Probleme von vornherein weitgehend begrenzen.

Ungedämpfte Millimeterwellen erhält man dagegen nach dem Prinzip der Laufzeitschwingungen mit Elektronenröhren. Hier haben zwei Verfahren bisher Verwendung finden können: das Magnetron [2] [3] und das Reflexions-Klystron [4]. Mit Magnetronen konnten bei sehr geringer Leistung von Bruchteilen eines Milliwatts kürzeste Wellen bis 4,9 mm Wellenlänge erhalten werden. Das dürfte aber durchaus nicht die Grenze dessen sein, was sich mit Magnetronen erzielen lassen sollte. Es waren nämlich im Gebiet der Millimeterwellen bisher meist Anordnungen benutzt worden, bei denen die Anode, die bei diesen extrem kurzen Wellen unmittelbar selbst als Resonanzkreis für die Frequenz der herzustellenden Schwingung wirksam ist, von der Form eines sehr kleinen offenen zylindrischen Bleches war. Abgesehen davon, daß ein solcher Schwingungskreis durch Strahlung außerordentlich stark gedämpft ist und der Wirkungsgrad wegen der schwachen Wechselwirkung des Schwingungsfeldes mit dem Elektronenmechanismus nur entsprechend gering sein kann, kann eine derart kleine Anode, wie sie bei diesen Millimeterwellenröhren Verwendung fand, auch nur eine äußerst kleine Leistung aufnehmen. Man kann also gar nicht erwarten, daß Anordnungen der gekennzeichneten Art zur Erzeugung nennenswerter Leistungen im Millimeterwellengebiet in der Lage sind. Daß aber durch Benutzung dämpfungsarmer Hohlraumresonatoren wesentlich kräftigere Millimeterwellen mit Magnetronen erzeugbar sind, geht daraus

hervor, daß mit Wellen von 5,8 mm Länge Leistungen von der Größenordnung von 3 Milliwatt erhalten werden konnten, die für zahlreiche Anwendungszwecke ausreichen, wenn man die ausgesandte Strahlung durch Reflektoren bündelt. Vom physikalischen Standpunkt erscheint es durchaus möglich, mit Magnetronen Wellen bis zu 1 mm Wellenlänge herzustellen. Die Schwierigkeit liegt aber darin, daß man — speziell bei den bei Wellen unterhalb 5 mm Wellenlänge praktisch allein verwendbaren Nullschlitz-Magnetronen — äußerst starke Magnetfelder und hohe Anodenspannungen bei gleichzeitig sehr kleinen Anodenradien benötigt, die an der unteren Grenze der Millimeterwellen technisch äußerst schwer realisierbar sind. Das ist im wesentlichen der Grund, weshalb man die Untersuchungen über die Millimeterwellenerzeugung nach dieser erfolgversprechenden Anregungsmethode nicht weitergeführt hat.

Wesentlich günstiger liegen in dieser Hinsicht die Verhältnisse beim Reflexions-Klystron, das ganz ohne Magnetfeld arbeitet. Beim Reflexions-Klystron läßt man einen Elektronenstrahl durch das elektrische Feld eines Hohlraumresonators treten und durch eine hinter dem Resonator angeordnete Reflexions-elektrode in den Resonator zurückreflektieren. Bei geeigneter Wahl der Reflexionsspannung läßt sich erreichen, daß der reflektierte Elektronenstrahl gerade zu einer Phase des Resonatorwechselfeldes in den Resonator eintritt, wo das Feld die kinetische Energie des Strahlstromes erniedrigt. In diesem Falle besteht die Möglichkeit der Anregung der Eigenschwingungen des Resonators. Die kürzesten auf diesem Wege hergestellten ungedämpften Wellen liegen bei 4 mm Wellenlänge bei einer Leistung von rund 0,2 Milliwatt. Dies ist die gegenwärtig kürzeste ungedämpfte elektrische Mikrowelle!

Wenn man vom physikalischen Standpunkte einen Vergleich zwischen dem Klystron und Magnetron hinsichtlich ihrer Verwendungsmöglichkeiten für kürzeste Wellen zieht, so fällt dieser zugunsten des Magnetrons aus, und zwar aus folgendem Grunde: beim Magnetron tritt jedes einzelne Elektron viele Male bei seinen periodischen Umläufen im Magnetfeld mit dem elektromagnetischen Feld des anzuregenden Hohlraumresonators in Wechselwirkung. Wenn ein Elektron beim ersten Umlauf auch nur wenig Energie an das Feld abgeben konnte, so kann es dies aber ein zweites und drittes Mal und öfter tun. Wenn dieses Elektron einmal von der Anode absorbiert wird, so hat es einen merklichen Anteil seiner kinetischen Energie, die dem Elektron bei Abflug von der Katode durch die Gleichstromquelle verliehen worden war, in elektromagnetische Energie umgeformt. Beim Klystron muß dieser Energieaustausch aber in einem einzigen Prozeß erfolgen. Wenn man unter diesen Umständen dem Elektronenstrahl kräftig Energie entziehen will, muß das elektromagnetische Feld im Resonator ebenfalls kräftig sein. Das ist aber wegen der verhältnismäßig starken Dämpfung, die auch die Hohlraumresonatoren bei derart kurzen Wellen besitzen, nicht der Fall. Praktisch zeigt sich, daß man einen Hohlraumresonator durch transversale Elektronenstrahlen nur dann im Gebiet sehr hoher Frequenzen anregen kann, wenn man starke Strahlströme benutzt. Das erfordert spezielle Katoden beim Klystron und Hilfelektroden, denn außer einem starken Emissionsstrom kommt es auch noch auf eine scharfe Bündelung des Katodenstrahles an, da man diesen durch einen schmalen Schlitz durch den Resonator hindurchschießen muß. Je stärker aber der Strahlstrom, um so schwieriger ist es, den Strahl auf möglichst kleinen Querschnitt zusammenzudrängen. Es ist wenig wahrscheinlich, daß sich mit Klystronen noch wesentlich kürzere Wellen als die oben angegebenen Werte erzeugen lassen. Vor allen Dingen ist der Wirkungsgrad des Klystrons ganz



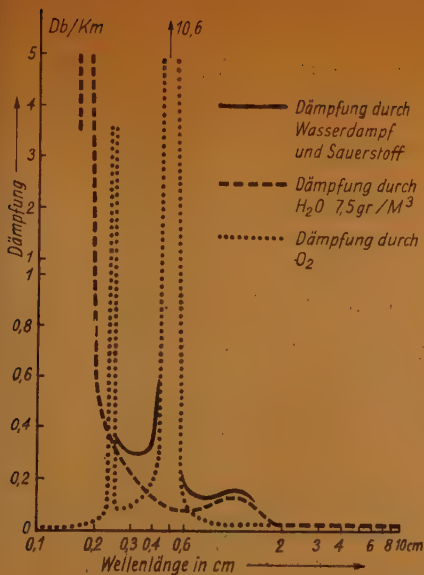


Abb. 1

wesentlich schlechter als beim Magnetron. Während sich im Zentimetergebiet mit Magnetronen maximale Wirkungsgrade bis zu 80 bis 90% erhalten lassen, betragen diese für gleiche Wellenlängen beim Klystron nur einige Prozent. Eine dritte Möglichkeit, Millimeterwellen ungedämpft herzustellen, beruht in der Frequenzvervielfachung, für welche Zwecke man bei Millimeterwellen Kristalldetektoren benutzt. Diese Methode ist bis in die Gegend von 5 mm Wellenlänge mit Erfolg beschritten worden; aber man erhält auch mit ihr nur sehr geringe Leistungen und Wirkungsgrade, die Bruchteile der entsprechenden Werte für die Grundwelle sind und die mit der Höhe der ausgesiebten Harmonischen sehr schnell kleiner werden. Es muß bezweifelt werden, daß sich auf diesem Wege noch wesentlich kürzere Wellen erzielen lassen werden.

Ganz allgemein darf gesagt sein, daß die experimentellen Schwierigkeiten an der unteren Grenze des Millimeterbereiches im wesentlichen nicht durch die jeweilige Erzeugungsmethode bedingt werden, sondern von grundsätzlicher Natur sind. Man muß sich wohl darüber klar sein, daß wir an der unteren Grenze der Millimeterwellen schon jener Grenze sehr nahe sind, wo die Maxwell'sche Elektrodynamik ihre Gültigkeit verliert und die Naturgesetze immer mehr durch die kontinuierliche Quantenphysik beherrscht werden. Es ist durchaus sinnvoll, wenn man den äußerst schnellen Abfall des Wirkungsgrades bei Millimeterwellen, der in ganz entsprechender Weise auch auf der Empfangsseite beobachtet wird, als erstes Anzeichen dieser Sachlage wertet. Man könnte allerdings an die Möglichkeit denken, kürzeste elektrische Wellen noch in ganz anderer Weise herzustellen, nämlich durch Atomenergie. Es ist wohl bekannt, daß die Sonne eine kräftige elektrische Wellenstrahlung im Gebiet der Ultrakurzwellen emittiert, die bis zu Zentimeterwellen nachgewiesen wurde und die vermutlich auch noch im Millimetergebiet wirksam sein dürfte. Das legt den Gedanken nahe, auch bei künstlichen Kernreaktionen im Laboratorium eine Emission kurzwelliger Radiowellen zu vermuten. Wenn sich diese Vermutung bestätigen sollte, so würde dies eine unabsehbare Entwicklung der gesamten Radiotechnik zur Folge haben.

Wenn auch die gegenwärtig im Millimetergebiet erzielten Leistungen äußerst klein sind, läßt sich dieser Nachteil durch die Wirksamkeit von Reflektoren für elektrische Wellen weitgehend wettmachen, die gerade um so wirksamer sind, je kürzer die Wellenlänge ist. Es gilt nämlich der Satz, daß die erzielbare Bündelungsschärfe von Wellen einfach und eindeutig mit der in Wellenlängen gemessenen Öffnung des Bündelungssystems größer wird. Das gilt für ein Teleskop genau so wie für einen Scheinwerfer oder für einen elektrischen

Richtstrahler, und zwar ist die übertragene Leistung dem Quadrat der Wellenlänge umgekehrt proportional. Wenn wir — um ein Beispiel zu erwähnen — eine Welle von 1 cm mit einer Leistung von 1 Watt übertragen und zu diesem Zwecke auf Sender- und Empfangsseite Spiegelreflektoren von etwa 1 m Durchmesser benutzen, so würden wir am Empfangsspiegel eine Feldstärke erzielen, die der eines nach allen Seiten frei strahlenden Rundfunksenders von 1000 Kilowatt Leistung äquivalent ist. Bei dieser Sachlage könnten wir also selbst bei Generatorleistungen von der Größenordnung 1 Milliwatt mit Millimeterwellen große Entfernungen überbrücken, wenn nicht die Absorption der Atmosphäre gegenüber Millimeterwellen eine sehr entscheidende Rolle spielen würde.

Die Absorption der Atmosphäre gegenüber Millimeterwellen hat zwei wesentliche Ursachen. Die erste beruht auf der Zerstreuung, die kurze Wellen an trübenden Partikelchen erfahren. Diese Absorption ist theoretisch von Stratton [5] dargelegt worden, dessen Rechnung in guter Übereinstimmung mit praktischen Ausbreitungsversuchen das Ergebnis zeigt, daß unter besonders ungünstigen Wetterverhältnissen (Hagel und starker wolkenbruchartiger Regen) bereits Zentimeterwellen von der Größenordnung 5 cm Wellenlänge eine merkliche Schwächung in der Atmosphäre und als deren Folge eine Herabsetzung der Reichweite ergeben, und zwar ist diese Schwächung proportional dem von der Welle durchlaufenen Wege und umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge. Mit kürzer werdender Wellenlänge nimmt also die Streuungsabsorption schnell zu. Während beispielsweise mittelstarker Regen, wie er in unseren Breiten vorherrscht, auf Wellen von 3 cm noch keinen Einfluß hat, ist die Dämpfung durch Streuung bei 6 mm Wellenlänge von der Größenordnung von 0,3 db/km, so daß bei Übertragungen über größere Entfernungen eine nennenswerte Schwächung zustande kommt, wie auch Ausbreitungsversuche [6] [7] mit Wellen von dieser Größenordnung gezeigt haben.

Bei Wellen unterhalb 1—2 cm Wellenlänge tritt nun zur Streuungsabsorption eine neue Absorptionsursache hinzu, die charakteristisch für die Molekülstruktur der in der Atmosphäre vorhandenen Stoffe ist. Zunächst zeigt sich, daß das Wassermolekül auf Grund seiner polaren Struktur in der Umgebung von 1,8 cm Wellenlänge einen Absorptionsbereich besitzt [8]. Diese Dipolabsorption des Wassers, die die Strattonsche Theorie der Streuungsabsorption nicht berücksichtigt, ist allerdings verhältnismäßig gering und von der Größenordnung von 0,1 db/km und daher gegenüber der Streuungsabsorption zu vernachlässigen. Von ähnlicher Größenordnung wie die Dipolabsorption des Wassermoleküls ist auch die Absorption von Wasserdampf [9] [10] in der Umgebung von 1,35 cm Wellenlänge.

Geht man nun aber ins Millimetergebiet hinein, so beobachtet man hier äußerst starke und selektive Absorptionen, die charakteristisch für die in der Atmosphäre vorhandenen Gase sind. So hat Sauerstoff ein selektives und starkes Absorptionsmaximum von der Größenordnung von 10 db/km bei Wellenlängen von 5 mm und 2,5 mm, dessen Ursache auf einem Resonanzmechanismus infolge einer Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment des  $O_2$ -Moleküls und der elektromagnetischen Mikrowelle beruht [11] [12]. Man erkennt die hierdurch bedingten Absorptionen aus Abb. 1, worin die Dämpfung, gemessen in Dezibel pro Kilometer Weglänge, in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt ist [13].

Aus den dargelegten Betrachtungen geht hervor, daß eine Anwendung der Millimeterwellen in der Hochfrequenztechnik nur in sehr begrenztem Umfange



durchführbar erscheint und glücklicherweise gegenwärtig auch von keiner grundsätzlichen Notwendigkeit ist. Die eigentliche Bedeutung der kürzesten Radiowellen liegt dagegen in deren Anwendung in der Atom- und Molekülforschung, da im Bereiche um 1 cm Wellenlänge viele Gase Absorptionsspektren besitzen. So hat zum Beispiel Ammoniakgas ein starkes Absorptionsspektrum in der Nähe von 1,25 cm Wellenlänge, welches aus über 30 Feinstrukturlinien besteht [14] [15] [16]. Eine elektrische Welle dieser Größe wird beim Durchgang durch eine Ammoniakschicht von 1,2 mm Länge auf 30% ihrer Anfangsintensität geschwächt. Außer Ammoniak gibt es viele andere Gase [17], deren Absorptionsvermögen im Mikrowellengebiet dem des Ammoniaks vergleichbar ist. So absorbieren Äthylchlorid etwa ein Fünftel so stark wie Ammoniak, Schwefeldioxyd etwa ein Zehntel und Schwefelwasserstoff etwa ein Hundert-fünftel dieses Wertes.

Die bedeutendste Erkenntnis, die die kürzesten Wellen der Molekül- und Atomphysik brachten, ist aber wohl die, daß auch nichtpolare Gase, d. h. Gase, deren Moleküle kein elektrisches Moment besitzen, elektromagnetische Wellen absorbieren können, wenn eine Wechselwirkung ihres magnetischen Momentes mit der Schwingung zustande kommt. Ein Beispiel dafür, welches wir im Zusammenhang mit den Ausbreitungsfragen der Millimeterwellen schon erwähnten, ist Sauerstoff. Daß man im Ultrarot keine Absorption nichtpolarer Gase beobachtet hat, liegt wohl daran, daß man es in diesem Spektrum mit noch geringeren Intensitäten als bei Millimeterwellen zu tun hat; denn der magnetische Effekt ist gewöhnlich rund hundertmal schwächer als der elektrische.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit der kürzesten elektrischen Wellen beruht in deren Einwirkung auf Bakterien und kleinste Lebewesen. Gerade auf diesem Grenzgebiet der exakten Naturwissenschaft, wo die Biologie mit der Molekülphysik verschmilzt, dürften die ungedämpften Millimeterwellen noch von großer Bedeutung werden. Hier bietet sich der naturwissenschaftlichen Forschung ein breites und unerforschtes Neuland dar, welches reich an überraschenden Entdeckungen und Erkenntnissen werden dürfte — und welches den Forscher unmittelbar an das wunderbare Rätsel „Leben“ heranzführt.

### Literatur

- [1] A. Glagelowa-Arkadiewa, Z. Phys. 24 (1924) 153; 55 (1929) 234  
Comptes Rendus de l'Academie des Sciences de l'URSS Vol. 11, Nr. 8 (1943) 306, Vol. 14, Nr. 1 (1944) 10
- [2] N. H. Williams, J. appl. Phys. 8 (1937) 655
- [3] H. Richter, Hochfr. u. Elektroak. 51 (1938) 10
- [4] J. M. Lafferty, J. appl. Phys. 17 (1946) 1061
- [5] J. A. Stratton, Proc. Inst. Radio Engrs. 38 (1931) 162
- [6] H. H. Klinger, Phys. Blätter 2 (1947) 48
- [7] H. R. Lamont, A. Watson, Nature, Lond. 158 (1946) 943
- [8] A. Esau u. G. Bätz, Phys. Z. 38 (1937) 774
- [9] G. E. Becker, S. H. Autler, Phys. Rev. 70 (1947) 300
- [10] J. H. van Vleck, Phys. Rev. 71 (1947) 413
- [11] R. Beringer, Phys. Rev. 70 (1946) 53
- [12] J. H. van Vleck, Phys. Rev. 71 (1947) 413
- [13] D. A. Quarles, J. E. E. Décembre 1945
- [14] W. E. Good, Phys. Rev. 70 (1946) 213
- [15] Ch. H. Townes, Phys. Rev. 70 (1946) 665
- [16] B. Bleaney u. R. P. Pen, Proc. Phys. Soc. (London) 59 (1947) 418
- [17] J. E. Walter u. W. D. Herschberger, J. appl. Phys. 17 (1946) 495, 814

# Anodenstrom, Klirrfaktor und Stromaussteuerung einer Elektronenröhre mit nichtlinearer Kennlinie im A-, B- und C-Betrieb\*)

(Mitteilung aus dem Heinrich-Hertz-Institut Berlin-Charlottenburg)

## Einleitung

Denkt man sich Eingang und Ausgang einer Elektronenröhre mit je einem Klemmenpaar versehen, dann stellt die Röhre einen Vierpol dar [1]. Nun gilt für die Elektronenröhre allgemein, daß der Anodenstrom proportional der mten Potenz des Effektivpotentials der Steuerspannung ist:

$$I_a = K \cdot U_{\text{eff}}^m \quad (1)$$

Hierbei stellt  $m$  den Exponenten der Röhrenkennlinie dar. Durch diese nicht-lineare Beziehung zwischen Eingangsspannung und Ausgangsstrom und durch die Ventilwirkung der Röhre, die ja in einer Richtung einen angenähert unendlichen Widerstand für den Anodenstrom darstellt, ergibt sich, daß die Elektronenröhre als nichtlinearer unsymmetrischer Vierpol anzusehen ist.

Wird der Röhre nach Abb. 1 außer einer negativen Vorspannung eine sinusförmige Wechselspannung  $U_0 \cos \omega t$  zugeführt, wobei  $U_0 \leq 0,5 \text{ U}$  ist, dann fließt während der gesamten Periode der Eingangswechselspannung Anodenstrom. Ist dagegen die Amplitude der Wechselspannung  $U_0 > 0,5 \text{ U}$  (Abb. 2), dann fließt nicht mehr während der gesamten Periode der zugeführten Wechselspannung Anodenstrom; er tritt dann nur noch während einer kleineren Zeit aus der Periodendauer der Wechselspannung auf. Während beim A-Betrieb ( $U_0 \leq 0,5 \text{ U}$ ) Verzerrungen im Anodenstrom nur durch die Krümmung der Kennlinie hervorgerufen werden, kommen beim A/B-, B- und C-Betrieb (vgl. Abb. 2, a, b, c) noch die Verzerrungen hinzu, die dadurch auftreten, daß der Anodenstrom nicht mehr sinusförmig ist, sondern nur noch aus Spitzen besteht. Kennt man Gleichstromanteil, Grundwelle und Oberwellen des verzerrten Anodenstromes, dann kann man daraus den Klirrfaktor und die Stromaussteuerung ableiten.

## 1. Der Anodenstrom bei kleinen Eingangswechselspannungen

Entsprechend der Abb. 1 ist in diesem Falle das Effektivpotential der Steuerspannung

$$U_{\text{eff}} = U_0 \cos \omega t - (U_0 - U) \quad (2)$$

Diese Steuerspannung erreicht ihren größten Wert für  $\cos \omega t = 1$ . Dann ist

$$U_{\text{eff max}} = U. \quad (3)$$

Setzt man die Gleichungen 2 und 3 in Gleichung 1 ein, dann erhält man für den Anodenstrom

$$I_a = K [U_0 \cos \omega t - (U_0 - U)]^m \quad (4)$$

und für den Anodenspitzenstrom, der mit  $I_{a0}$  bezeichnet sei,

\*) Die Arbeit entstand als Teil einer Diplomarbeit auf Anregung von Hr. Prof. Dr. G. Leithäuser, dem ich an dieser Stelle für seine wertvollen Ratschläge danke.

$$I_{a0} = K \cdot U^m \quad (5)$$

Dividiert man (4) durch (5), dann erhält man den Anodenstrom in bezug auf den Anodenspitzenstrom

$$\frac{I_a}{I_{a0}} = \frac{[U_0 \cos \omega t - (U_0 - U)]^m}{U^m} \quad (6)$$

Hierin ist der Ausdruck  $[U_0 \cos \omega t - (U_0 - U)]$  immer positiv, da  $U_0 \leq 0,5 U$  ist; es fließt dauernd Strom durch die Röhre. Man erhält durch Entwicklung von (6) nach der Binomischen Reihe den Gleichstromanteil, die Amplitude der Grundwelle und die Amplituden der Oberwellen des Anodenstromes.

Im folgenden sind diese Größen für die Kennlinien mit dem Exponenten  $m = 0$ ;

0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0 berechnet. Für die ganzzahligen Exponenten ist die Lösung exakt möglich, für die gebrochenen Exponenten muß sie durch Reihenentwicklung herbeigeführt werden.

Bei der Auflösung von (6) für die verschiedenen Kennlinienexponenten ersetzt man die dabei auftretenden Potenzen von  $\cos \omega t$  durch die Cosinus

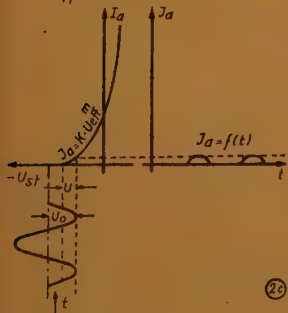
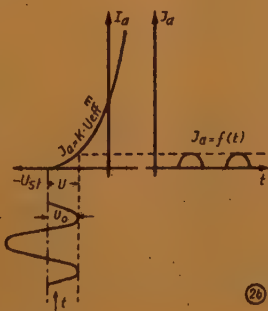
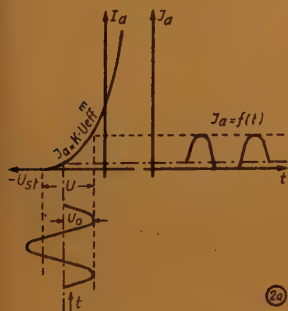
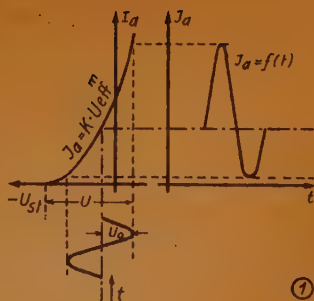
der höheren Harmonischen von  $\omega t$ :

$$\left. \begin{aligned} \cos^2 \omega t &= \frac{1}{2} (\cos 2 \omega t + 1), \\ \cos^3 \omega t &= \frac{1}{4} (\cos 3 \omega t + 3 \cos \omega t), \\ \cos^4 \omega t &= \frac{1}{8} (\cos 4 \omega t + 4 \cos 2 \omega t + 3), \\ \cos^5 \omega t &= \frac{1}{16} (\cos 5 \omega t + 5 \cos 3 \omega t + \\ &\quad + 10 \cos \omega t), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

usw.

Es gilt allgemein

$$\begin{aligned} \frac{I_a}{I_{a0}} &= \left( \frac{U - U_0}{U} \right)^m \left[ 1 - \binom{m}{1} \frac{U_0}{U - U} \cos \omega t + \binom{m}{2} \left( \frac{U_0}{U - U} \right)^2 \times \right. \\ &\quad \left. \times \cos^2 \omega t - \binom{m}{3} \left( \frac{U_0}{U - U} \right)^3 \cos^3 \omega t \pm \dots \right] \end{aligned}$$





Mit (7) erhält man daraus

$$\frac{I_a}{I_{a0}} = \left( \frac{U - U_0}{U} \right)^m \left[ 1 + \binom{m}{1} \frac{U_0}{U - U_0} \cos \omega t + \frac{1}{2} \binom{m}{2} \left( \frac{U_0}{U - U_0} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \binom{m}{2} \left( \frac{U_0}{U - U_0} \right)^2 \cos 2 \omega t + \frac{3}{4} \binom{m}{3} \left( \frac{U_0}{U - U_0} \right)^3 \cos \omega t + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \binom{m}{3} \left( \frac{U_0}{U - U_0} \right)^3 \cos 3 \omega t + \dots \right].$$

Wie man erkennt, setzt sich der Anodenstrom zusammen aus dem Gleichstrom im Arbeitspunkt (Anodenruhestrom)

$$\frac{I_{aR}}{I_{a0}} = \left( \frac{U - U_0}{U} \right)^m,$$

einer durch die Nichtlinearität der Röhrenkennlinie auftretenden Gleichstromzunahme

$$\frac{\Delta I}{I_{a0}} = \frac{1}{2} \binom{m}{2} \frac{U_0^2 (U - U_0)^{m-2}}{U^m} + \dots,$$

der Grundwelle mit der Amplitude

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{U_0 (U - U_0)^{m-1}}{U^m} \left[ \binom{m}{1} + \frac{3}{4} \binom{m}{3} \left( \frac{U_0}{U - U_0} \right)^2 + \dots \right]$$

der 2. Oberwelle mit der Amplitude

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{1}{2} \binom{m}{2} \frac{U_0^2 (U - U_0)^{m-2}}{U^m} + \dots,$$

der 3. Oberwelle mit der Amplitude

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = \frac{1}{4} \binom{m}{3} \frac{U_0^3 (U - U_0)^{m-3}}{U^m} + \dots,$$

usw.

Daraus erhält man in erster Näherung (Binomische Reihe nach dem 3. Glied abgebrochen) den Anodengleichstrom zu

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{I_{aR} + \Delta I}{I_{a0}} \approx \frac{(U - U_0)^m}{U^m} \left[ 1 + \frac{1}{2} \binom{m}{2} \left( \frac{U_0}{U - U_0} \right)^2 \right], \\ I_{ag} \approx I_{aR} \left[ 1 + \frac{1}{2} \binom{m}{2} \left( \frac{U_0}{U - U_0} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

(8) besagt, daß der Gleichstrom im Gebiet  $0 < U_0/U \leq 0,5$  eine quadratische Abhängigkeit von der Eingangswechselspannung aufweist. Eine große Gleichstromzunahme erhält man demnach, wenn man  $(U - U_0)$  möglichst klein macht, d. h. also, wenn man den Arbeitspunkt möglichst in den Anfangsbereich der Röhrenkennlinie legt.

Für die 7 verschiedenen hier behandelten Kennlinienformen ergeben sich nun folgende Größen für den Anodengleichstrom, die Amplitude der Grundwelle und die Amplituden der Oberwellen des Anodenstromes:

a) Für die Kennlinie mit dem Exponenten  $m = 0$  erhält man nach (6)

$$I_a/I_{a0} = 1,$$

d. h. es tritt nur der Anodengleichstrom

$$I_{ag}/I_{a0} = 1 = \text{const} \quad (9)$$

auf, es entsteht kein Wechselstrom.

b) Nach (6) gilt für die Kennlinie mit dem Exponenten  $m = 1$

$$\frac{I_a}{I_{a0}} = \frac{U_0}{U} \cos \omega t + \frac{U - U_0}{U} \quad (10)$$

Hier tritt neben dem Gleichstromanteil

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{U - U_0}{U}$$

noch die Grundwelle im Anodenstrom auf, ihre Amplitude hat die Größe

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{U_0}{U}$$

(11)

Weitere Komponenten treten nicht auf, der Anodenstrom ist bei einer sinusförmigen Eingangswechselspannung ebenfalls rein sinusförmig, Verzerrungen können also nicht vorhanden sein. Das erkennt man auch aus (10), wonach Ausgangsstrom und Eingangsspannung linear miteinander verknüpft sind. Gleichstromanteil und Amplitude der Grundwelle sind im Diagramm IIa in Abhängigkeit von  $U_0/U$  dargestellt.

c) Beträgt der Kennlinienexponent  $m = 2$ , dann erhält man nach (6)

$$\frac{I_a}{I_{a0}} = \frac{1}{U^2} [U_0^2 \cos^2 \omega t + 2 U_0 (U - U_0) \cos \omega t + (U - U_0)^2]. \quad (12)$$

Mit (7) erhält man daraus

$$\begin{aligned} \frac{I_a}{I_{a0}} = & \frac{1}{2} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 + \left( \frac{U - U_0}{U} \right)^2 + \\ & + 2 \frac{U_0 (U - U_0)}{U^2} \cos \omega t + \frac{1}{2} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 \cos 2 \omega t. \end{aligned} \quad (13)$$

Der Anodenstrom enthält demnach folgende Komponenten:

Gleichstromanteil

$$\frac{I_{ag}}{I_{a0}} = \frac{1}{2} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 + \left( \frac{U - U_0}{U} \right)^2,$$

die Grundwelle mit der Amplitude

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = 2 \frac{U_0 (U - U_0)}{U^2},$$

die 2. Oberwelle mit der Amplitude

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{1}{2} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2$$

(14)

Die Krümmung der Kennlinie ruft also Formverzerrungen hervor, allerdings tritt nur die 2. Oberwelle im Anodenstrom auf. Die Werte  $I_{ag}/I_{a0}$ ,  $I_{a1}/I_{a0}$  ( $n = 1; 2$ ) sind im Diagramm IIIa in Abhängigkeit von  $U_0/U$  veranschaulicht.

d) Ist der Kennlinienverlauf gegeben durch den Exponenten  $m = 3$ , dann ist nach (6)

$$\frac{\mathfrak{I}_a}{I_{a0}} = \frac{1}{U^3} [U_0^3 \cos^3 \omega t + 3 U_0^2 (U - U_0) \cos^2 \omega t + 3 U_0 (U - U_0)^2 \cos \omega t + (U - U_0)^3]. \quad (15)$$

Dieser Ausdruck läßt sich nach (7) zerlegen in den Gleichstromanteil

$$\frac{I_{a0}}{I_{a0}} = \frac{3}{2} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 \frac{U - U_0}{U} + \left( \frac{U - U_0}{U} \right)^3,$$

die Grundwelle mit der Amplitude

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{3}{4} \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 + 3 \frac{U_0}{U} \left( \frac{U - U_0}{U} \right)^2,$$

die 2. Oberwelle mit der Amplitude

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = \frac{3}{2} \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 \frac{U - U_0}{U},$$

die 3. Oberwelle mit der Amplitude

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = \frac{1}{4} \left( \frac{U_0}{U} \right)^3.$$

(16)

Die Krümmung der Röhrenkennlinie ruft Verzerrungen im Anodenstrom hervor, die nicht nur durch die 2., sondern auch durch die 3. Oberwelle entstehen. Im Diagramm IVa sind die Komponenten des Anodenstromes in Abhängigkeit von  $U_0/U$  dargestellt.

Für einen gebrochenen Kennlinienexponenten  $m = \frac{p}{2}$ , wobei  $p = 1; 3; 5$  ist, läßt sich der Ausdruck von (6) mit den Abkürzungen

$$U_0 = A \text{ und } U_0 - U = B \quad (17)$$

schreiben

$$\frac{\mathfrak{I}_a}{I_{a0}} = \frac{(A \cos \omega t - B)^{\frac{p}{2}}}{(A - B)^{\frac{p}{2}}}.$$

Setzt man

$$1 - \frac{B}{A} = C, \quad (18)$$

dann erhält man

$$\frac{\mathfrak{I}_a}{I_{a0}} = \frac{[C - (1 - \cos \omega t)]^{\frac{p}{2}}}{C^{\frac{p}{2}}},$$

$$\frac{\mathfrak{I}_a}{I_{a0}} = \left[ 1 - \frac{1}{C} (1 - \cos \omega t) \right]^{\frac{p}{2}} \quad (19)$$

Setzt man nach (17) und (18)  $\frac{1}{C} = U_0/U$ , dann erhält man

$$\frac{\mathfrak{I}_a}{I_{a0}} = \left[ 1 - \frac{U_0}{U} (1 - \cos \omega t) \right]^{\frac{p}{2}} \quad (20)$$



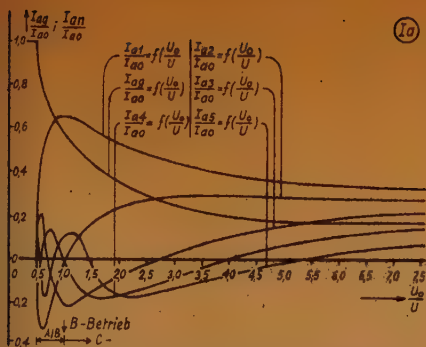


Diagramm Ia: Die Komponenten des Anodenstromes in Abhängigkeit von der Lage des Arbeitspunktes für eine Röhre mit der Kennlinie  $I_a = K \cdot U_{\text{eff}}$  bei sinusförmiger Eingangsspannung  $U_0 \cos \omega t$

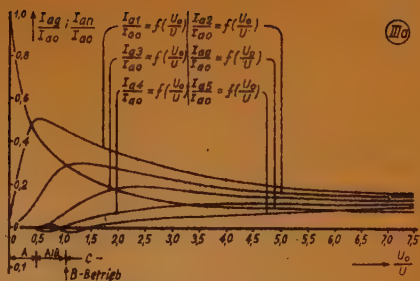


Diagramm IIIa: Die Komponenten des Anodenstromes für eine Röhre mit der Kennlinie  $I_a = K \cdot U_{\text{eff}}^2$  in Abhängigkeit von der Lage des Arbeitspunktes bei sinusförmiger Eingangsspannung  $U_0 \cos \omega t$

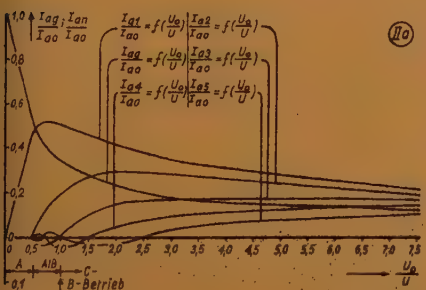


Diagramm IIa: Die Komponenten des Anodenstromes für eine Röhre mit der Kennlinie  $I_a = K \cdot U_{\text{eff}}^3$  in Abhängigkeit von der Lage des Arbeitspunktes bei sinusförmiger Eingangsspannung  $U_0 \cos \omega t$

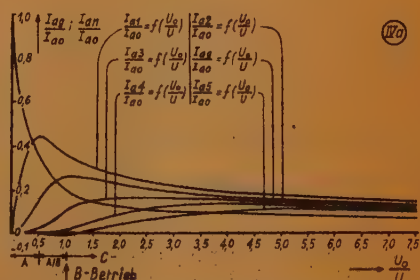


Diagramm IVa: Die Komponenten des Anodenstromes für eine Röhre mit der Kennlinie  $I_a = K \cdot U_{\text{eff}}^3$  in Abhängigkeit von der Lage des Arbeitspunktes bei sinusförmiger Eingangsspannung  $U_0 \cos \omega t$

Diesen Ausdruck entwickelt man nach der Binomischen Reihe, ersetzt nach (7) die Potenzen von  $\cos \omega t$  durch die Cosinus der höheren Harmonischen von  $\omega t$  und ist so in der Lage, den Anodenstrom in Gleichstromanteil, Grundwelle und Oberwellen zu zerlegen.

Voraussetzungsgemäß soll (20) im Gebiet  $U_0/U \leq 0,5$  (A-Betrieb) gelten. Die Reihenentwicklung zeigt nun, daß die Reihe für  $I_a/I_{a0}$  gerade in diesem Gebiet gut konvergiert.

e) Setzt man in (20)  $p = 1$ , dann erhält man

$$\frac{I_a}{I_{a0}} = \left[ 1 - \frac{U_0}{U} (1 - \cos \omega t) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

Führt man die Entwicklung nach der Binomischen Reihe durch, dann ergibt sich mit (7)

der Gleichstromanteil

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = 1 - 0,5 \frac{U_0}{U} - 0,1875 \left(\frac{U_0}{U}\right)^2 - 0,15625 \left(\frac{U_0}{U}\right)^3 - 0,171 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 - \\ - 0,215 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 - 0,296 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 - 0,432 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 - 0,658 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 - \dots,$$

die Grundwellenamplitude

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = 0,5 \frac{U_0}{U} + 0,25 \left(\frac{U_0}{U}\right)^2 + 0,2345 \left(\frac{U_0}{U}\right)^3 + 0,274 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 + \\ + 0,359 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 + 0,508 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 + 0,755 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 + 1,17 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 + \dots,$$

die Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = - \left[ 0,0625 \left(\frac{U_0}{U}\right)^3 + 0,094 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 + 0,1365 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 + 0,205 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 + \right. \\ \left. + 0,317 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 + 0,5035 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 + 0,818 \left(\frac{U_0}{U}\right)^9 + \dots \right],$$

die Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = 0,0156 \left(\frac{U_0}{U}\right)^3 + 0,03905 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 + 0,0768 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 + \\ + 0,141 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 + 0,252 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 + 0,447 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 + \dots,$$

die Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = - \left[ 0,00403 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 + 0,01706 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 + 0,0422 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 + \right. \\ \left. + 0,0915 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 + 0,183 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 + \dots \right],$$

die Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = 0,00171 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 + 0,00768 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 + 0,0229 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 + \\ + 0,0572 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 + \dots$$

(22)

Eine Berechnung dieser Gleichungen für verschiedene Werte von  $U_0/U \leq 0,8$  zeigt, daß die durch die höheren Harmonischen des Anodenstromes hervorgerufenen Verzerrungen relativ groß sind gegenüber denen bei den ganzzahligen Exponenten. Es sind sämtliche Oberwellen vorhanden; die Komponenten des Anodenstromes sind in Abhängigkeit von  $U_0/U$  in dem Diagramm Va veranschaulicht.

f) Setzt man in (20)  $p = 3$ , dann ergibt sich

$$\frac{I_a}{I_{a0}} = \left[ 1 - \frac{U_0}{U} (1 - \cos \omega t) \right]^{\frac{3}{2}} \quad (23)$$

Hieraus erhält man durch Reihenentwicklung und Anwendung von (7) den Gleichstromanteil

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = 1 - 1,5 \frac{U_0}{U} + 0,5625 \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 + 0,15625 \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 + \\ + 0,102539 \left( \frac{U_0}{U} \right)^4 + 0,0092285 \left( \frac{U_0}{U} \right)^5 + 0,0985 \left( \frac{U_0}{U} \right)^6 + \\ + 0,11775 \left( \frac{U_0}{U} \right)^7 + 0,15185 \left( \frac{U_0}{U} \right)^8 + \dots$$

die Grundwelle mit der Amplitude

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = 1,5 \frac{U_0}{U} - 0,75 \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 - 0,32813 \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 - \\ - 0,16406 \left( \frac{U_0}{U} \right)^4 - 0,15381 \left( \frac{U_0}{U} \right)^5 - 0,16908 \left( \frac{U_0}{U} \right)^6 - \\ - 0,206 \left( \frac{U_0}{U} \right)^7 - 0,2695 \left( \frac{U_0}{U} \right)^8 - \dots$$

die Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = 0,1875 \left( \frac{U_0}{U} \right)^2 + 0,09375 \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 + 0,08185 \left( \frac{U_0}{U} \right)^4 + \\ + 0,0878 \left( \frac{U_0}{U} \right)^5 + 0,1051 \left( \frac{U_0}{U} \right)^6 + 0,1372 \left( \frac{U_0}{U} \right)^7 + \\ + 0,1887 \left( \frac{U_0}{U} \right)^8 + \dots \quad (24)$$

die Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = - \left[ 0,01563 \left( \frac{U_0}{U} \right)^3 + 0,02345 \left( \frac{U_0}{U} \right)^4 + 0,03295 \left( \frac{U_0}{U} \right)^5 + \right. \\ \left. + 0,0469 \left( \frac{U_0}{U} \right)^6 + 0,0686 \left( \frac{U_0}{U} \right)^7 + 0,103 \left( \frac{U_0}{U} \right)^8 + \dots \right]$$

die Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = 0,00293 \left( \frac{U_0}{U} \right)^4 + 0,00732 \left( \frac{U_0}{U} \right)^5 + 0,0141 \left( \frac{U_0}{U} \right)^6 + \\ + 0,02495 \left( \frac{U_0}{U} \right)^7 + 0,0429 \left( \frac{U_0}{U} \right)^8 + \dots$$

die Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = - \left[ 0,000732 \left( \frac{U_0}{U} \right)^5 + 0,00256 \left( \frac{U_0}{U} \right)^6 + \right. \\ \left. + 0,00624 \left( \frac{U_0}{U} \right)^7 + 0,0132 \left( \frac{U_0}{U} \right)^8 + \dots \right]$$



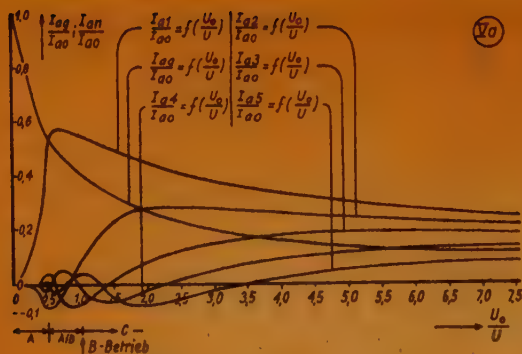


Diagramm Va: Die Komponenten des Anodenstromes für eine Röhre mit der Kennlinie  $I_a = K \cdot U_0^{1/2}$  in Abhängigkeit von der Lage des Arbeitspunktes bei sinusförmiger Eingangsspannung  $U_0 \cos \omega t$

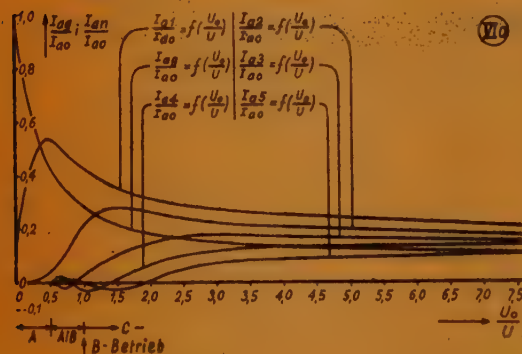


Diagramm VIa: Die Komponenten des Anodenstromes für eine Röhre mit der Kennlinie  $I_a = K \cdot U_0^{3/2}$  in Abhängigkeit von der Lage des Arbeitspunktes bei sinusförmiger Eingangsspannung  $U_0 \cos \omega t$

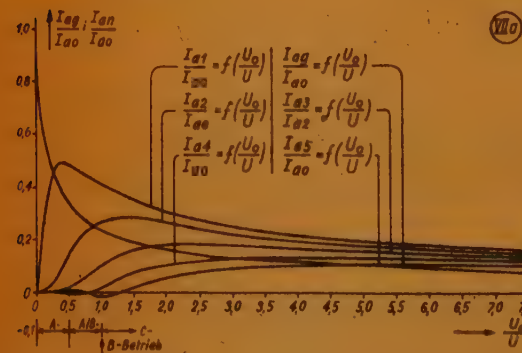


Diagramm VIIa: Die Komponenten des Anodenstromes für eine Röhre mit der Kennlinie  $I_a = K \cdot U_0^{5/2}$  in Abhängigkeit von der Lage des Arbeitspunktes bei sinusförmiger Eingangsspannung  $U_0 \cos \omega t$

Auch hier sind im Anodenstrom sämtliche Oberwellen vorhanden, allerdings werden die höheren als die 2. Harmonischen bei Verhältnissen  $U_0/U < 0,3$  vernachlässigbar klein. Im Diagramm VIa sind die Teilschwingungen des Anodenstromes in Abhängigkeit von  $U_0/U$  dargestellt.

g) Setzt man in (20)  $p = 5$ , dann erhält man

$$\frac{I_{a0}}{I_{a0}} = \left[ 1 - \frac{U_0}{U} (1 - \cos \omega t) \right]^{\frac{5}{2}} \quad (25)$$

Reihenentwicklung und Koeffizientenvergleich ergeben den Gleichstromanteil

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = 1 - 2,5 \frac{U_0}{U} + 2,8125 \left(\frac{U_0}{U}\right)^2 - 0,78125 \left(\frac{U_0}{U}\right)^3 - 0,1709 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 - \\ - 0,09229 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 - 0,0703 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 - 0,06535 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 - \\ - 0,0665 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 - \dots$$

die Amplitude der Grundwelle

$$\frac{I_{a1}}{I_{a0}} = 2,5 \frac{U_0}{U} - 3,75 \left(\frac{U_0}{U}\right)^2 + 1,1719 \left(\frac{U_0}{U}\right)^3 + 0,27344 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 + \\ + 0,15381 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 + 0,1208 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 + 0,1144 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 + \\ + 0,1225 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 + \dots$$

die Amplitude der 2. Oberwelle

$$\frac{I_{a2}}{I_{a0}} = 0,9375 \left(\frac{U_0}{U}\right)^2 - 0,46875 \left(\frac{U_0}{U}\right)^3 - 0,13675 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 - \\ - 0,0878 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 - 0,0754 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 - 0,0782 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 - \\ - 0,0858 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 - \dots \quad (26)$$

die Amplitude der 3. Oberwelle

$$\frac{I_{a3}}{I_{a0}} = 0,078125 \left(\frac{U_0}{U}\right)^3 + 0,03906 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 + 0,03295 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 + \\ + 0,0336 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 + 0,0382 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 + 0,0467 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 + \dots$$

die Amplitude der 4. Oberwelle

$$\frac{I_{a4}}{I_{a0}} = - \left[ 0,00488 \left(\frac{U_0}{U}\right)^4 + 0,00732 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 + 0,01005 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 + \right. \\ \left. + 0,01388 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 + 0,01955 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 + \dots \right]$$

die Amplitude der 5. Oberwelle

$$\frac{I_{a5}}{I_{a0}} = 0,000732 \left(\frac{U_0}{U}\right)^5 + 0,00183 \left(\frac{U_0}{U}\right)^6 + 0,00347 \left(\frac{U_0}{U}\right)^7 + \\ + 0,0065 \left(\frac{U_0}{U}\right)^8 + \dots$$

Die Amplituden der Teilschwingungen des Anodenstromes sind in Abhängigkeit von  $U_0/U$  im Diagramm VIIa dargestellt. Während die 2. Oberwelle stark vertreten ist, sind die höheren Harmonischen besonders bei kleinen Verhältnissen  $U_0/U$  vernachlässigbar klein.

(Fortsetzung folgt)

# Referate und Zeitschriftenschau

## Ein Magnetron für Gleichspannungsverstärkung\*)

Nicht nur Trioden eignen sich zur Verstärkung elektrischer Signale. Man kann auch Dioden dazu verwenden, bei denen der Elektronenstrom magnetisch gesteuert wird. Solche Röhren sind unter dem Namen Magnetron bekannt; allerdings wird diese Bezeichnung heute meistens speziell für eine bestimmte Art von Ultra-Kurzwellen-Schwingröhren verwendet. Ein Magnetron ist eine Diode, bei welcher ein Magnetfeld senkrecht zur Elektronenstromrichtung angeordnet ist. Ist das Elektroden-system zylindrisch, so fällt die Achse des Spulenfeldes mit der Achse der Katode zusammen.

Die Steuerung eines Magnetrons ist in der Weise möglich, daß das Magnetfeld verändert wird. Der Hauptvorteil eines Magnetrons gegenüber einer normalen Triode ist bei besonderen Verwendungszwecken der einer völligen galvanischen Trennung von Steuerungsspannung und verstärkter Spannung. Diese beiden Spannungen dürfen ohne weiteres auf erheblich verschiedenem Potential liegen, während bei einer Triode hierfür die Charakteristik enge Grenzen zieht. Auf dieser Sachlage beruhen auch die besseren Verwendungsmöglichkeiten des Magnetrons gegenüber der Triode in einigen Schaltungen. So wie man bei der Triode zur Kennzeichnung ihrer Verstärkeigenschaften die Größen „Steilheit“ ( $S$ ) und „innerer Widerstand“ ( $R_i$ ) definiert, kann man auch bei einem Magnetron analoge Werte festlegen. Man muß hierbei nur statt der Gitterspannung das veränderbare Magnetfeld in Rechnung setzen: Man geht dabei wie folgt vor:

Die Beziehung zwischen der Anodenspannung eines Magnetrons, dem Elektrodenradius und der magnetischen Feldstärke lautet

$$r = \frac{1}{H} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m \cdot U}{e}} = \frac{3,37}{H} \cdot \sqrt{U} \quad (1)$$

Von einer bestimmten Feldstärke  $H = H_k$  ab beschreiben die Elektronen geschlossene

Bahnen und erreichen die Anode nicht mehr. Es ist

$$H_k = \frac{6,74}{r_a} \cdot \sqrt{U_a} \quad (2)$$

Mit dieser Beziehung kann man die für die Triode bekannten Größen  $S$  und  $R_i$  wie folgt ableiten:

### 1. Triode

$$S = \left( \frac{\partial i}{\partial U_g} \right)_{U_a} \quad (3)$$

$$R_i = \frac{1}{\left( \frac{\partial i}{\partial U_a} \right)_{U_g}} \quad (4)$$

$$\mu = - \left( \frac{\partial U_a}{\partial U_g} \right)_i \quad (5)$$

$$\mu = S \cdot R_i \quad (6)$$

### 2. Magnetron

$$S = - \left( \frac{\partial i}{\partial H} \right)_{U_a} \quad (7)$$

$$R_i = \frac{1}{\left( \frac{\partial i}{\partial U_a} \right)_H} \quad (8)$$

$$\mu = \left( \frac{\partial U_a}{\partial H} \right)_i \quad (9)$$

Im Gegensatz zur Triode ist  $\mu$  beim Magnetron nicht dimensionslos. Es wird hier mit „magnetische Empfindlichkeit“ bezeichnet.

Will man die Größen  $S$  und  $R_i$  aus der Charakteristik entnehmen, so wird man zunächst auf Schwierigkeiten stoßen, denn die Charakteristik eines Magnetrons ist, wie Abb. 1



Abb. 1

zeigt, nicht kontinuierlich. Es gibt in ihr Stellen, an denen die Steilheit absolut 0 ist, und Stellen, an denen die Steilheit unendlich wird, sofern man mit einem idealen

\*) H. B. G. Casimir, Philips Technisch Tijdschrift, 9 (Dez. 1946) Nr. 12, S. 361.



Magnetron rechnet. Genau so gibt es auch für den inneren Widerstand nur zwei extreme Werte, nämlich Null und Unendlich. Um nun den Verstärkungsfaktor aus dem Kennlinienfeld zu ermitteln, sind zwei Wege möglich:

1. Man arbeitet mit einem nichtidealen Magnetron, das eine gleitende Charakteristik aufweist,
2. man nimmt den Fall eines idealen Magnetrons im Widerstandsverstärker an und sucht die Beziehung zwischen der Feldstärke und der verstärkten Spannung (Abb. 2a).

Der letzte Weg ist für die Wirkungsweise des Magnetrons anschaulicher und soll deshalb diskutiert werden.

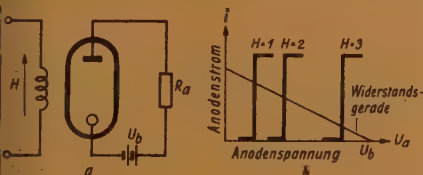


Abb. 2

Zunächst zeichnet man das Kennlinienfeld  $i = f(U_a)$  mit der magnetischen Feldstärke als Parameter (Abb. 2b).

In dieses Kennlinienfeld trägt man genau wie bei einer Verstärkertriode die Widerstandsgerade ein.

$$i = \frac{U_b - U_a}{R} \quad (10)$$

Man wird nun die Batteriespannung  $U_b$  und den Widerstand  $R$  so bemessen, daß der Strom sich auf den senkrechten Linien der Kennlinien einstellt. Dann gilt nach (2) die Beziehung

$$U_a = \left( \frac{r_a}{6,74} \right)^2 \cdot H^2 \quad (11)$$

$$i = \frac{U_b - U_a}{R} = \frac{1}{R} \left[ U_b - \left( \frac{r_a}{6,74} \right)^2 \cdot H^2 \right] \quad (12)$$

$$U_R = i \cdot R = \left[ U_b - \left( \frac{r_a}{6,74} \right)^2 \cdot H^2 \right] \quad (13)$$

Die letzte Gleichung ist eine Parabel und in Abb. 3 (ausgezogene Linie) dargestellt. Die Steigung der Kurve ist ein Maß für die Verstärkung durch das Magnetron.

Bei einer Triode ist die Verstärkung gleich dem Verstärkungsfaktor, wenn der Innenwiderstand klein ist gegen den Arbeitswiderstand. Genau so liegen die Verhältnisse bei dem gesteuerten (idealen) Magnetron. Die „magnetische Empfindlichkeit“ wird gleich der Steigung dieser Kurve, sobald der Innenwiderstand klein ist. Dieser ist aber, da man auf dem senkrechten Teil der Kennlinie arbeitet, stets gleich Null. Somit gilt:

$$\begin{aligned} \mu &= - \frac{d U_R}{d H} = 2 \left( \frac{r_a}{6,74} \right)^2 \cdot H \\ &= \frac{r_a}{3,37} \cdot \sqrt{U_a} \quad (14) \end{aligned}$$

Der maximale Wert der „magnetischen Empfindlichkeit“ wird bei gegebener Batteriespannung

$$\mu_{\max} = \frac{r_a}{3,37} \cdot \sqrt{U_b} \quad (15)$$

Es läßt sich nun leicht zeigen, daß die hier entwickelten Gleichungen auch stimmen, wenn nicht ein ideales Magnetron, sondern ein solches mit einer schwachgeneigten Charakteristik in Rechnung gesetzt wird (Abb. 4). Dieses zeigt der folgende Rechengang. Im beliebigen Punkt mit den Koordinaten  $i_H$  und  $H$  gilt:

$$\begin{aligned} i_H &= i_{H_k} - (H - H_k) \cdot S_{H_k}; \\ S_{H_k} &= \text{Steilheit im Punkt } H_k \quad (16) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{R_i} = \left( \frac{\partial i}{\partial U_a} \right) = \left( \frac{\partial i}{\partial H_k} \right)_H \cdot \frac{d H_k}{d U_a} \quad (17)$$

$$\frac{1}{R_i} = \left[ \left( \frac{\partial i_{H_k}}{\partial H_k} \right)_H + S_{H_k} - (H - H_k) \left( \frac{\partial S}{\partial H_k} \right)_H \right] \frac{d H_k}{d U_a} \quad (18)$$

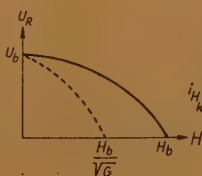


Abb. 3

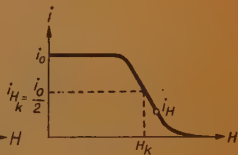


Abb. 4

Hierin sind das erste und das letzte Klammer-Differential klein gegen  $S_{H_k}$ . Für nicht allzu kleine Werte von  $U_a$  und  $H_k$  gilt dann annähernd:

$$\frac{1}{R_1} = S_{H_k} \cdot \frac{dH_k}{dU_a} \quad (19)$$

$$\mu = S_{H_k} \cdot R_1 = \frac{dU_a}{dH_k} = \frac{r_a}{8,37} \cdot \sqrt{U_a} \quad (20)$$

Die letzte Zeile dieser Rechnung zeigt, daß die „magnetische Empfindlichkeit“ des Magnetrons unabhängig ist von der Steilheit der magnetischen Charakteristik, ein Ergebnis, das zunächst überrascht. Gleichung (20) ist identisch mit Gleichung (14).

Ein Vorteil des gesteuerten Magnetrons ist zweifellos der Umstand, daß der Innenwiderstand klein ist gegenüber dem Außenwiderstand, auch wenn man diesen selbst schon klein bemißt. Damit erreicht man stets die in der Gleichung (20) angegebene Verstärkung. Um ein möglichst großes  $\mu$  zu erreichen, hat man von Gleichung (20) ausgehend zwei Mittel zur Verfügung:

a) die Vergrößerung von  $U_a$ ,

b) die Vergrößerung von  $r_a$ .

Beide Wege führen schließlich zu unhandlichen Röhren und haben daher ihre Grenzen.

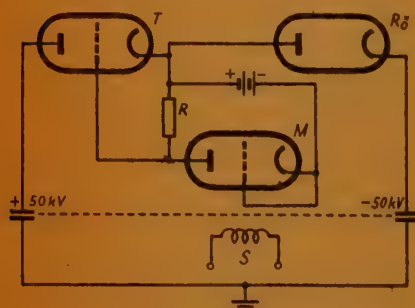


Abb. 5

Es gibt aber noch ein drittes, konstruktives Mittel, nämlich die Einführung eines Gitters zwischen Katode und Anode. Dieses Gitter, das auf Katodenpotential liegt, vermindert den Einfluß der Anodenspannung, wodurch das Magnetfeld wirksamer wird. Statt der Gleichung (2) erhält man jetzt folgende Beziehung zwischen der magnetischen Feldstärke, der Anodenspannung und dem Anodenradius.

$$H_k = \frac{6,74}{r_a} \cdot \sqrt{U_{\text{eff}}} \quad (21)$$

$$U_{\text{eff}} = \frac{U_a}{G} + U_g \quad (22)$$

$$H_k = \frac{1}{\sqrt{G}} \cdot \frac{6,74}{r_a} \cdot \sqrt{U_a} \quad (23)$$

Hierin ist  $U_{\text{eff}}$  ein der Steuerspannung in Trioden vergleichbarer Wert, der, da man das Gitter auf Katodenpotential legt und damit  $U_g = 0$  macht, einfach  $= U_a : G$  wird.  $G$  ist eine Konstante, die den zusätzlichen Verstärkungsfaktor dieser Anordnung gegenüber der früheren berücksichtigt.

In gleicher Weise wie früher erhält man auch hier wieder die Beziehung zwischen  $U_R$  und  $H$ :

$$U_R = U_b - G \left( \frac{r_a}{6,74} \right)^2 \cdot H^2 \quad (24)$$

$$\mu = \frac{dU_R}{dH} = 2 \cdot G \cdot \left( \frac{r_a}{6,74} \right)^2 \cdot H \quad (25)$$

Die Gleichung für die „magnetische Empfindlichkeit“ ist in der Abb. 8 (gestrichelte Linie) dargestellt, in welcher zu Vergleichszwecken auch die entsprechende Kennlinie des Dioden-Magnetrons eingezeichnet ist. Die Empfindlichkeit des Magnetrons mit Gitter ist viel größer, wie man aus der größeren Steigung der entsprechenden Kurve entnehmen kann. Man kann nun den Faktor  $G$  nicht beliebig groß machen, da das Verhältnis  $U_a : G$  einen Mindestwert nicht unterschreiten darf, sonst zieht die Anode keinen Strom mehr aus der Katode. Die günstigste Dimensionierung hängt vom Verwendungszweck der Röhre ab. Als Anhaltspunkt wird angegeben, daß ein Faktor  $G = 20$  jedenfalls erreichbar ist.

Aus der Vielzahl der Anwendungsmöglichkeiten soll hier nur die Anwendung als Gleichspannungsverstärker in der Installation von Röntgenröhren besprochen werden. Das Schaltbild zeigt die Abb. 5. Das Problem besteht hier in der Steuerung der Hochspannung (100 kV) durch eine auf Erdpotential befindliche Regeleinrichtung. Die zur Regelung benutzte Spannung treibt einen veränderlichen Strom durch die Spule  $S$  und beeinflusst damit den Elektronenstrom in dem Magnetron  $M$ . Es stellt sich ein entsprechender Spannungsabfall am Widerstand  $R$  ein, der ein vollkommen auf Hochspannungspotential liegendes normales Verstärkerrohr  $T$  öffnet und schließt. Die Röhre  $T$  gleicht also einem veränderlichen Widerstand. Entsprechend ist die Spannung, die der Röntgenröhre  $R$  zur Verfügung steht, auch größer oder kleiner. Speziell in der Hochspannungstechnik dürften sich auch noch weitere Anwendungsmöglichkeiten für dieses neue Prinzip finden. hgt

## „Skiatron“, die Dunkelschrift-Katodenstrahlröhre

Von der Katodenstrahlröhre der üblichen Art unterscheidet sich das „Skiatron“ lediglich durch die Ausführung des Leuchtschirmes\*). Dieser besteht nicht aus einem fluoreszierenden Material, sondern aus einer dünnen Schicht von kristallinen Alkalihalogeniden, z. B. Kaliumchlorid, Kaliumbromid, Natriumchlorid usw. Die Wirkung dieser Schirme beruht auf der von E. Goldstein schon 1894 gefundenen Fähigkeit der Elektronen, verschiedene Alkalihalogenide intensiv zu färben. Werden derartige Kristalle von Elektronen getroffen, so werden freie Sekundärelektronen in den Kristallen gebildet, die ihren Platz an den Fehlstellen des Kristallgitters einnehmen und dadurch eine entsprechende Absorption innerhalb des sichtbaren Spektrums verursachen. Die absorbierte Wellenlänge hängt von der Kristallart ab; bei Kaliumchlorid liegt sie im grünen Gebiet, so daß die Kristalle eine dunkle rotviolette Farbe annehmen. Kaliumbromid wird bräunlich verfärbt, während Natriumchlorid mehr dunkelgelb oder orange wird.

Eine Katodenstrahlröhre mit einem Leuchtschirm aus Alkalihalogenid-Kriställchen erzeugt also eine dunkle Aufzeichnung auf hellem Grunde. Bereits kurz vor dem letzten Kriege hatte man in England versucht, das „Skiatron“ als Bildröhre für Fernsehempfänger zu verwenden. In erster Linie hatte man dabei an die Großbild-Projektion gedacht, da auf dem Bildschirm des „Skiatron“ ein Bild abgestufter Transparenz entsteht, das sich ebenso wie ein Diapositiv mit einem Projektionsgerät auf eine Bildwand projizieren läßt. Die Ergebnisse der Versuche waren bis jetzt aber wenig befriedigend, da die Bilder zu wenig kontrastreich sind. Die durch die Kristallverfärbung hervorgerufenen Bildspuren haben eine verhältnismäßig lange Nachwirkungsdauer und klingen zeitlich nach einer Exponentialfunktion ab. Da diese Abklingzeit der Intensität der durch den Elektronenstrahl bewirkten Kristallverfärbung proportional ist und die dunkelsten Bildstellen am längsten sichtbar bleiben, dürfen selbst die Bildschatten nicht zu dunkel sein, damit diese innerhalb der einem Bilde zur Verfügung stehenden Zeit von etwa  $\frac{1}{35}$  Sekunde unter einen bestimmten Mindestwert abklingen sind. Dadurch wird der er-

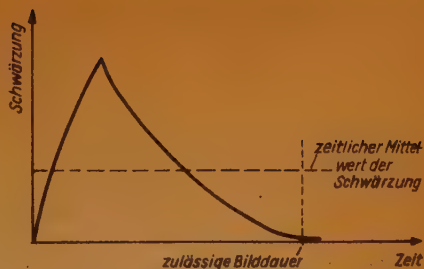


Abb. 1

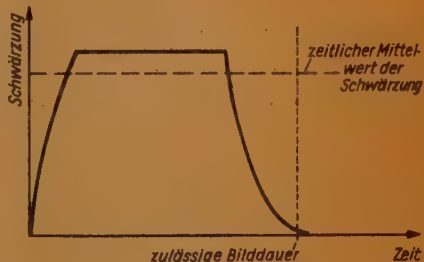


Abb. 2

reichbare zeitliche Mittelwert für die Dichte in den Schatten sehr gering (siehe Abb. 1). Zur Zeit gehen die Versuche dahin, die Deckung und damit den Kontrast der Bilder durch Verkürzung der Abklingzeit zu steigern; der erstrebte zeitliche Verlauf der Kristallfärbung geht aus Abb. 2 hervor. Eine Verkürzung der Abklingzeit kann durch Licht- oder Wärmestrahlen herbeigeführt werden, die die Rückkehr der Elektronen in ihre ursprüngliche Lage in dem Kristall beschleunigen.

Während, mit dem „Skiatron“ für Fernseh-zwecke noch keine befriedigenden Ergebnisse erzielt werden konnten, wurde das „Skiatron“ schon während des Krieges von der britischen Admiralität als Radar-Empfänger benutzt. Hier ist die lange Nachwirkung des Bildes, die beim Fernsehen so stört, für eine exakte Ausmessung sehr erwünscht und es gelang, Empfangsröhren mit fast beliebig langen „Nachleucht“zeiten zu bauen. Sowohl Röhren für unmittelbare Beobachtung des Schirmbildes als auch mit projiziertem Empfangsbild dienten während des Krieges zum Empfang der von Schiffen, Flugzeugen usw. reflektierten Radar-Signale. Die Löschung des Bildes auf dem Schirm erfolgt durch Erwärmung des Bildschirms; bei

\*) G. Wilkenhauser, The Skiatron or Dark Trace Tube. Electronic Engineering, 20, (Januar 1948) Nr. 1, S. 20.



Röhren mit sehr langer Bildnachwirkung muß der Bildschirm auf einige hundert Grad Celsius erhitzt werden.

Die während des Krieges in Deutschland von Telefunken ebenfalls für Funkmeßzwecke gebauten Dunkelschritfröhren gestatten eine schnelle Bildlöschung auf sehr elegante Weise; unmittelbar auf dem Bildschirm liegt zwischen zwei dünnen Glimmerschichten ein äußerst dünner leitfähiger Wolframfilm, der für sichtbares Licht gut durchlässig ist und die Bildbeobachtung nicht behindert. Wird ein Strom durch den Wolframfilm geschickt, wird der Bildschirm sehr schnell erhitzt und das Bild ist in fünf bis zehn Sekunden gelöscht.

Die Vorzüge des „Skiatron“ für Meßzwecke als Katodenstrahl-Oszillograph liegen auf der Hand. Von einmaligen kurzzeitigen Vorgängen erhält man Aufzeichnungen auf dem Bildschirm, die man nahezu beliebig lange auf dem Bildschirm festhalten und in aller Ruhe fotografieren kann, während derartige Aufnahmen mit den üblichen Katodenstrahl-Oszillographen viel Geschick und erheblichen apparativen Aufwand erfordern. Auch zum Empfang von Funkbildern ist die Dunkelschritfröhre gut geeignet. Auf allen Anwendungsgebieten wird als sehr angenehm empfunden, daß das Schirmbild des „Skiatron“ auch in hellerleuchteter Umgebung gut zu beobachten ist.

Dr. F.

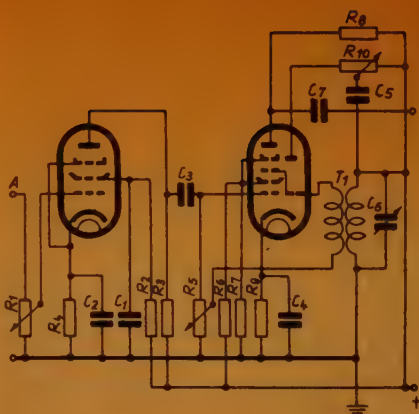
(Umfang der Originalarbeit 3 Seiten)

### Einfache Schaltung eines Synchrondyn-Empfängers

In Heft 3 und 4 1947 von „FUNK UND TON“ wurde bereits über den Synchrondyn-Empfänger berichtet. Im folgenden soll eine Schaltung erwähnt werden, die mit einer Triode-Hexode aufgebaut ist. \*)

Der Trioden-Teil der Hexode ist als Oszillator geschaltet und wird über den Widerstand R 10 einreguliert, so daß die Hochfrequenz-Amplitude am Gitter 7 bis 10 Volt beträgt, wenn kein Signal empfangen wird. Die Synchronisierungseinstellung wird am Widerstand R 5 vorgenommen. Die Selektivität ist nicht so gut wie bei einem Empfänger nach der Schaltung in Heft 4 von FUNK UND TON. Es wird angegeben, daß dieser Empfänger eine Empfindlichkeit von 10 mV besitzt, wohingegen ein Empfänger nach dem Schaltbild in Heft 4/47 von FUNK UND TON eine Empfindlichkeit von 2 mV erreicht und von

\*) The Short Wave Magazine, Dez. 1947, S. 598.



R<sub>1</sub> ~ 1 000 Ω Pot

R<sub>2</sub> 30 000 Ω

R<sub>3</sub> 10 000 Ω

R<sub>4</sub> 300 Ω

R<sub>5</sub> 10 000 Ω Pot

R<sub>6</sub> 25 000 Ω

R<sub>7</sub> 30 000 Ω

R<sub>8</sub> 10 000 Ω

R<sub>9</sub> 200 Ω

R<sub>10</sub> ~ 50 000 Ω Pot

T<sub>1</sub> ~ Wicklung des Schwingungskreises 100 μH, Gitterwicklung 10 μH

C<sub>1</sub> 0,05 μF

C<sub>2</sub> 0,1 μF

C<sub>3</sub> 0,05 μF

C<sub>4</sub> 0,1 μF

C<sub>5</sub> 0,05 μF

C<sub>6</sub> 500 μμF

C<sub>7</sub> ~ 0,1 μF

(Die Schaltskizze ist nur als Prinzipschaltbild zu werten. Da es sich bei der Originalarbeit auch um ein Referat handelt, kann keine Gewähr für die Richtigkeit übernommen werden.)

50 mV, wenn die erste Hochfrequenz-Stufe fortfällt. Wird im ersten Falle der Widerstand in der Antennenzuleitung R 1 durch einen Schwingungskreis ersetzt, so steigt die Empfindlichkeit auf 10 μV.

Bisher ist diese Empfängertypen nur für Mittelwellen erprobt worden. Es wäre interessant, ihre Eignung auch für Kurzwellenempfänger zu untersuchen.

Benert

(Umfang der Originalarbeit 4 Seiten)

### Anlagen für verbesserten Rundfunkempfang

Die Lösung der Aufgabe, an einem Ort, der mehr als 50 ... 100 km von einem Sender entfernt ist, das ausgesandte Signal so zu empfangen, daß die darauf liegende Modulation völlig einwandfrei dem Zustand vor dem Sender entspricht, ist trotz der lebhaften Entwicklung der Rundfunktechnik in den letzten beiden Dezennien auch heute noch als schwierig anzusehen. Von einer wirklich einwandfreien Übertragung muß ja verlangt wer-

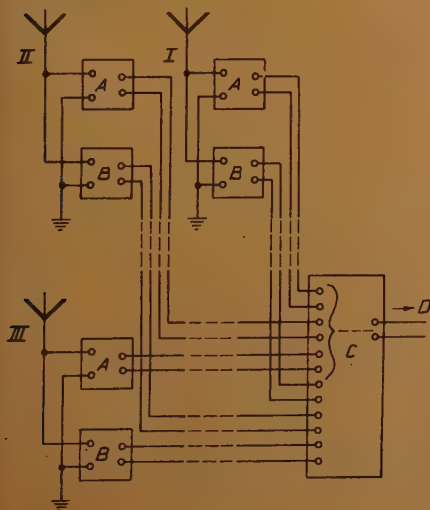
den, daß neben der Freiheit von Störungen die Qualität der Niederfrequenz so erhalten bleibt, daß ein voller künstlerischer Genuß gewährleistet ist.

Hierzu ist zunächst erforderlich, daß am Empfangsort die Feldstärke noch so groß ist, daß die Antennenspannung ausreichend weit (möglichst über 100fach) über der Rauschspannung des Empfängers liegt. Weiter ist durch Interferenzen auf dem Übertragungsweg auf Grund der bekannten Einflüsse der Änderung des elektrischen Zustandes der Ionosphäre einmal eine Schwankung der Gesamtstärke des Signales vorhanden, und zweitens, was sehr viel unangenehmer ist, führt diese Änderung zum Auftreten des sog. selektiven Schwundes, das heißt also der spezifischen Auslöschung einzelner Frequenzen oder Frequenzbereiche aus dem Übertragungsband.

Schließlich sind auch die Störungen durch andere Sender und sonstige unerwünschte HF-Impulse als Quellen zur Beeinträchtigung der Übertragungsgüte anzusehen.

Die Verfasser der Arbeit\*) beschreiben nun Wege, die es gestatten, die subjektive Empfangsgüte so zu heben, daß der volle Genuß auch beim Empfang weiter entfernter Sender sichergestellt wird. Die Methode besteht in der Anwendung des sogenannten Mehrfachempfanges. Durch Versuche ist festgestellt

\*) P. Cornelius und J. van Slooten, Anlagen für verbesserten Rundfunkempfang. Philips Technische Rundschau 9 (1947) Nr. 2, S. 55...64.



worden, daß bei der Aufstellung von zwei Empfängern in 800 m Abstand der selektive Schwund so verbessert werden konnte, daß die störenden Erscheinungen fast völlig verschwunden waren. (Für 660 kHz.)

Naturgemäß kann die beschriebene Methode nur dort verwendet werden, wo der Einsatz mehrerer Empfänger wirtschaftlich tragbar erscheint. Als Beispiel wird eine Empfangsanlage für ein Krankenhaus genannt. In Abb. 1 ist das Grundschema der Anlage aus der Originalarbeit entnommen.

Das Schaltgerät im Kasten C ist so beschaffen, daß es jeweils automatisch durch Relaisumschaltung das Signal von demjenigen Empfänger bezieht, der die größte Trägeramplitude hat. Das Schaltgerät enthält so viele Trioden, wie Empfangsgeräte vorhanden sind, an deren Gitter eine dem jeweiligen Träger entsprechende Gleichspannung gelegt wird. Die Anoden dieser Trioden sind im Dreieck mit Widerständen verbunden, während die Mittelpunkte dieser Widerstände jeweils mit dem Gitter der dritten Röhre verbunden sind. Eine derartige Schaltung hat die Eigenschaft einer Art Kippschaltung, in der jeweils nur eine der Röhren maximalen Anodenstrom führen kann, während die anderen auf kleine Werte absinken. Im Anodenkreis der Röhren befinden sich die Relais, die die Umschaltung der Empfänger bewirken.

Mit den bisher beschriebenen Mitteln lassen sich die Beeinträchtigungen durch selektiven Schwund ausreichend beseitigen.

Für die Eliminierung der Störungen durch andere Sender wird in der gleichen Arbeit der Einsatz von Empfängern mit Richtantennen diskutiert. Hierbei ist einerseits die Rahmenantenne mit beidseitiger Charakteristik wie auch die Kombination der Rahmenantenne mit Hochantenne als sog. Cardioid-Empfang erwähnt.

Ein Cardioid-Empfänger wird besprochen und die Zuführung der Energie vom Rahmen über eine zwölf Meter lange Leitung beschrieben.

Dr. Etzold

(Umfang der Originalarbeit 10 Seiten)

## Trägerstabilisierung bei FM-Sendern

An die Konstanz der unmodulierten Trägerfrequenz müssen auch bei frequenzmodulierten Sendern hohe Anforderungen gestellt werden. Da die beste Frequenzstabilität mit unmodulierten Schwingungserzeugern erreicht wird, kann man daran denken, für FM-

Sender eine indirekte Modulation, etwa durch Phasensteuerung, zu wählen. Vorteilhafter wegen des geringeren Aufwandes ist aber direkte Modulation mit Frequenzsteuerung schon bei der Schwingungserzeugung. Dies bedingt aber gewöhnlich eine automatische Frequenzstabilisierung. Die schweizerische A.G. Brown, Boveri & Cie. hat die hiermit verknüpften Fragen

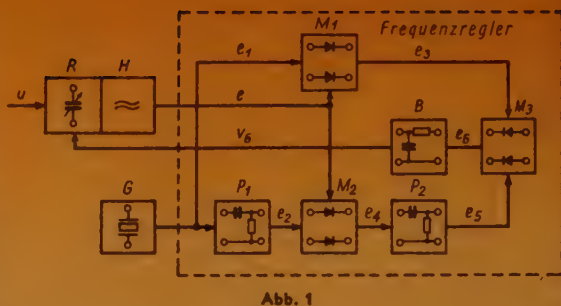


Abb. 1

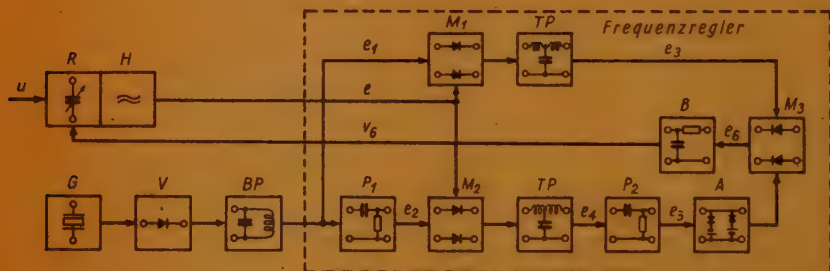


Abb. 2

Abb. 1. Frequenzstabilisierung nach der Zweiphasenmethode

- H = Oszillator  
R = steuerbare Reaktanz  
G = frequenzstabiler Vergleichsoszillator  
 $M_1, M_2, M_3$  = Modulatoren  
 $P_1$  = Phasendrehkreis  
 $P_2$  = differenzierendes Netzwerk  
B = Beruhigungsglied  
u = Modulationssignal  
e = frequenzmodulierte Schwingung  
 $e_1, e_2$  = frequenzstabile Schwingung  
 $e_3, e_4$  = Drehfeldspannung  
 $e_5$  = differenzierte Drehfeldkomponente  
 $e_6$  = Modulationsprodukt mit Differenzfrequenz  
 $v_6$  = Frequenzregelspannung

Abb. 2. Frequenzstabilisierung mit stufenweise verstellbarer Trägerfrequenz

Durch Frequenzvervielfachung wird eine Vergleichsspannung gewonnen, die zahlreiche Komponenten

in gleichbleibendem Frequenzabstand enthält. Der Träger wird mit einer wählbaren Oberwelle synchronisiert

- H = Oszillator  
R = steuerbare Reaktanz  
G = frequenzstabiler Vergleichsoszillator  
V = Vervielfacher zur Oberwellenbildung  
BP = einstellbarer Resonanzkreis  
 $M_1, M_2, M_3$  = Modulatoren  
 $P_1$  = Phasendrehkreis  
TP = Tiefpaßfilter  
 $P_2$  = differenzierendes Netzwerk  
A = Amplitudenbegrenzer  
B = Beruhigungsglied  
u = Modulationssignal  
e = frequenzmodulierte Schwingung  
 $e_1, e_2$  = frequenzstabile Schwingung  
 $e_3, e_4$  = Drehfeldspannung  
 $e_5$  = phasengedrehte Drehfeldkomponente  
 $e_6$  = Modulationsprodukt mit Differenzfrequenz  
 $v_6$  = Frequenzregelspannung

untersucht und einige bemerkenswerte Stabilisierungsverfahren und Regelgeräte entwickelt, die mit geringem Aufwand auskommen.<sup>\*)</sup> Der einfachste Weg, eine selbsttätige Frequenzstabilisierung zu erhalten, besteht in der

<sup>\*)</sup> G. Guanella: Die Trägerstabilisierung bei frequenzmodulierten Sendern. Brown-Boveri-Mitteilungen, August 1946, S. 198...197.

Anwendung eines auf die Sollfrequenz abgestimmten Diskriminators, der eine die Abstimmung korrigierende Regelspannung liefert. Bei einer solchen Anordnung ist der im stationären Zustand verbleibende Frequenzfehler des geregelten Trägers praktisch gleich dem Abstimmungsfehler des Diskriminators. Eine geringe Verbesserung bringt ein mög-



licht stabiler Vergleichsoszillator, wobei eine durch Überlagerung gewonnene Differenzfrequenz auf den entsprechend niedrig abgestimmten Diskriminator einwirkt. Nachteilig ist die bei Wellenwechsel nötige Vielfacher- oder Diskriminatornachstimmung. Eine andere Möglichkeit der Frequenzstabilisierung ist durch Phasenvergleich gegeben. Hierbei wird aus der frequenzmodulierten Schwingung mit vermindertem Hub und aus der frequenzstabilen Schwingung eines Vergleichsoszillators eine Regelspannung gewonnen, die vom gegenseitigen Phasenwinkel dieser Schwingungen abhängt und den Oszillator im Sinne einer starren Phasenregelung steuert. Diese Methode des Phasenvergleiches wurde zu einer Frequenzstabilisierung ausgebaut, wie sie in Abb. 1 dargestellt ist: Aus den zu vergleichenden Spannungen wird durch Modulation eine Zweiphasenspannung  $e_2$  und  $e_4$  gewonnen, aus der durch Differenzierung und Überlagerung die dem Frequenzfehler proportionale Regelspannung  $v_e$  entsteht. Der verbleibende Frequenzfehler kann bei genügender Regelsteilheit beliebig klein gehalten werden. Frequenzvervielfacher oder -teiler fallen bei dieser Anordnung fort, wodurch der Wellenwechsel wesentlich vereinfacht wird.

Da die für FM-Sender vorgesehenen Trägerfrequenzen nach einem festen Plan mit einheitlicher Frequenzabstufung verteilt werden, empfiehlt sich die Erzeugung der stabilen Vergleichsspannung durch Oberwellenbildung aus einer quarzgeregelten Grundschwingung, die genau der Frequenzdifferenz benachbarter Träger entspricht (s. Abb. 2). Die dem gewünschten Träger zugeordnete Oberwelle kann mit einem verstellbaren Resonanzkreis angehoben werden. Eine völlige Unterdrückung der übrigen Komponenten ist dabei nicht nötig, weil die entsprechenden unerwünschten Komponenten der Zweiphasenspannung  $e_2$ ,  $e_4$  durch Tiefpaßfilter unterdrückt werden. Die Wellenwahl erfolgt in einfacher Weise durch ungefähre Einstellung des Senderoszillators und des Oberwellen-Resonanzkreises auf die gewünschte Sendefrequenz, wodurch sich die im starren Frequenzplan am nächsten liegende zulässige Frequenz automatisch einstellt.

Bei allen derartigen Frequenzreglern ist eine Beruhigung der Regelspannung erforderlich, damit die den Modulationssignalen entsprechenden rascheren Frequenzänderungen nicht ausgeglichen werden. Die Zeitkonstante dieser Beruhigung liegt gewöhnlich bei etwa 1 sec.

Frequenzregler für die Stabilisierung der Trägerfrequenz von frequenzmodulierten Sendern werden von Brown-Boveri für den Einbau in Rundfunk- und Richtstrahlender hergestellt; sie sind auch mit gutem Ergebnis für die Frequenzstabilisierung bei der Mehrkanalübertragung mit einem oder mehreren frequenzmodulierten Trägern erprobt. Diese Geräte zeigen eine Verminderung des Sendeoszillator-Frequenzfehlers auf unter 1 vH der ursprünglichen Frequenzabweichung. S.

(Umfang der Originalarbeit 5 Seiten)

## Die Sichtbarmachung kleinster Impulse auf der Katodenstrahlröhre

Infolge der statistischen Spannungsschwankungen eines empfindlichen Verstärkers oder Empfängers, an dessen Ausgang die Ablenkplatten der Katodenstrahlröhre liegen, ist der Lichtpunkt auf dem Leuchtschirm auch im Ruhezustand zu einer kurzen senkrechten Linie, bzw. bei eingeschalteter Zeitablenkung zu einem schmalen waagerechten Bande verwaschen. Die dem Rauschen entsprechenden statistischen Spannungsschwankungen am Verstärkerausgang kann man als eine große Anzahl sehr kurzer Spannungsspitzen auffassen, deren Amplituden dem Gaußschen Verteilungsgesetz unterliegen. Auf dem Leuchtschirm der Katodenstrahlröhre ergeben sich damit die in Abb. 1 dargestellten Verhältnisse, wo (a) das Bild der statistischen Schwankungen bei einer praktisch nicht zu verwirklichenden sehr großen Zeitauflösung und (b) die durch eine Gaußsche Kurve wiedergegebene Lichtverteilung des in Wirklichkeit auf dem Leuchtschirm sichtbaren schmalen waagerechten Bandes ist. Durch den entsprechend der Gaußschen Kurve verschwommenen und allmählichen Übergang von der Mittellinie des Lichtbandes zum nichtleuchtenden Rand wird die Beobachtung kleiner Signalimpulse erschwert und die Empfindlichkeit des Gerätes begrenzt. Ein kleiner rechteckiger Signalimpuls von der Größe  $\alpha$  an den Ablenkplatten der Katodenstrahlröhre bewirkt sozusagen eine Verschiebung der Gaußschen Lichtverteilungskurve um den Betrag  $\alpha$  [Abbildung 1 (c)]. Da aber erfahrungsgemäß erst eine etwa 40%ige Änderung der Lichtintensität auf dem Leuchtschirm beobachtet werden kann, ergibt sich für den kleinsten noch feststellbaren Signalimpuls eine Spannung, die gleich dem Mittelwert der Rauschspannung ist. Denn an dem Punkte, der dem Mittelwert der Rauschspannung (der Wurzel aus dem quadra-



Abb. 1. Lichtverteilung durch Rauschspannung und Impulsspannung auf dem Leuchtschirm

tischen Mittel der Amplituden) entspricht, ist die Gaußsche Kurve, und damit die Lichtintensität des Lichtbandes, nach den Gesetzen der Statistik ungefähr auf das 0,6fache des Maximalwertes abgesunken.

Während man also normalerweise auf der Katodenstrahlröhre nur Impulsspannungen beobachten kann, die mindestens gleich der mittleren Rauschspannung sind, gelingt es durch einen einfachen Kunstgriff, auch noch kleinere Impulse auf dem Leuchtschirm sichtbar zu machen\*). Schaltet man parallel zur Rauschspannung, etwa in den Verstärker- ausgang, einen Amplitudenbegrenzer, der alle Spitzen der Rauschspannung oberhalb und unterhalb eines bestimmten Wertes ab-

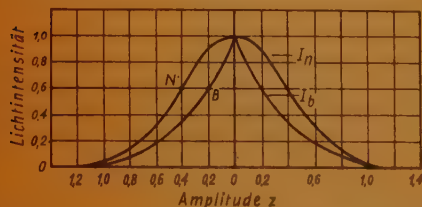


Abb. 2. Normale Lichtverteilung  $I_n$  und Helligkeit der Grenzante  $I_b$  in Abhängigkeit von der Grenzamplitude des Amplitudenbegrenzers

schneidet, so wird das von der Rauschspannung auf dem Leuchtschirm erzeugte Band entsprechend schmaler und bekommt oben und unten je eine helleuchtende Grenzante, in der sozusagen das Licht des abgeschnittenen Bandes konzentriert ist. Die Intensitätsverteilung des Lichtes innerhalb des Bandes ist jetzt eine Funktion der von dem Amplitudenbegrenzer durchgelassenen Amplitude. In jedem Falle ist die Helligkeit der oberen und unteren Grenzante gleich dem Flächeninhalt des von dem Amplitudenbegrenzer abgeschnittenen oberen bzw. unteren Teilstückes der Gaußschen Kurve, wie man

\*) M. Levy, Signal-Noise Ratio in Radar, Wireless Engineer, 24, (Dez. 1947) S. 349.

sich anschaulich klarmachen kann. Analytisch ergibt sich für die Helligkeit  $I_b$  der Grenzante, wenn  $I_n$  die Funktion der Intensitätsverteilung gemäß der Gaußschen Kurve ist, das Integral

$$I_b = \int_{-\infty}^{\infty} I_n \cdot dz.$$

In Abbildung 2 ist sowohl die für  $I_b$  berechnete Funktion als auch die Gaußsche Kurve in Abhängigkeit von der Amplitude  $z$  dargestellt. Besonders auffallend ist, daß die Kurve für  $I_b$  im Punkte  $z = 0$  einen spitzen Winkel bildet und daher hier für kleine Änderungen der Amplitude besonders empfindlich ist, während die Gaußsche Kurve  $I_n$  im Punkte Null waagrecht verläuft.

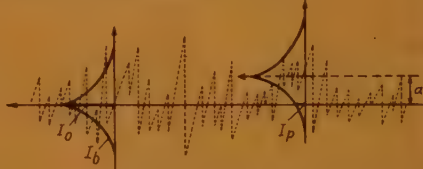


Abb. 3. Helligkeitsmodulation durch den Amplitudenbegrenzer

Geht man jetzt mit der Amplitudenbegrenzung so weit, daß nur noch die Amplitude Null oder fast Null durchgelassen wird, so wird das Band auf dem Leuchtschirm der Katodenstrahlröhre zu einer feinen Linie zusammengezogen, deren Helligkeit durch die Ordinate der Kurve  $I_b$  für den Punkt  $z = 0$  bestimmt ist. Durch ein Impulszeichen kann nun naturgemäß eine Ablenkung dieser Lichtlinie infolge des Amplitudenbegrenzers nicht mehr erfolgen, dafür wird die Helligkeit der Lichtlinie durch den Impuls moduliert. Wie in Abb. 3 gezeigt ist, wird durch einen Impuls der Größe  $\alpha$  die Kurve  $I_b$  um den Betrag  $\alpha$  gehoben, so daß die Helligkeit von dem Maximalwert  $I_0$  auf den Betrag  $I_b$  absinkt. Da die Kurve  $I_b$  beiderseits des Nullpunktes nahezu geradlinig verläuft, ist die Intensitätsänderung der Lichtlinie der Spannung des Impulszeichens praktisch proportional. Wie aus Abbildung 2 hervorgeht, ist für eine 40%ige gerade noch erkennbare Änderung der Lichtintensität (Abnahme vom relativen Wert 1,0 auf 0,6) für die Kurve  $I_b$  nur die halbe Amplitude (Punkt B) wie für die Kurve  $I_n$  (Punkt N) erforderlich. Die Emp-



findlichkeit der Anordnung ist also bei unveränderter Rauschspannung auf das Doppelte (um etwa 6 db) gestiegen.

Als Amplitudenbegrenzer werden in erster Linie Dioden in Frage kommen, mit denen aber nur ein Zweig der Kennlinie  $I_b$  realisiert werden kann. Das bedeutet aber keinen Nachteil, solange Impulszeichen nur einer Richtung beobachtet werden sollen. Sonst kann durch entsprechende Vorspannung der Dioden der Arbeitspunkt auf die Mitte des geradlinigen Teiles der Kennlinie verlegt werden. In jedem Falle ist es gleichgültig, ob durch den Begrenzer die positiven oder die negativen Spitzen der Rauschspannung abgeschnitten werden. Die Einstellung des Amplitudenbegrenzers kann unabhängig von der Größe der Rauschspannung und der Impulsspannung erfolgen. Die durch dieses patentierte Verfahren\*) bewirkte Helligkeitsmodulation der hellen Grenzkante der waagerechten Lichtlinie auf dem Leuchtschirm der Katodenstrahlröhre soll leicht erkennbar sein. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 4 Seiten)

\*) Britisches Patent 581698 der „Standard Telephones and Cables“.

## Neues fotografisches Verfahren

Obwohl die fotografischen Verfahren zum Registrieren kleiner Lichtmengen bereits nahe an die Empfindlichkeit herankommen, die die Natur im menschlichen und tierischen Auge erreicht, und sie sogar durch die Möglichkeit der Integration übertreffen, sind doch die Aufgaben, die an die fotografische Technik gestellt werden, so vielgestaltig, daß der Mensch nicht ruht, ehe er wieder eine Lösung für eine Spezialforderung gefunden hat.

So brachte es die Anwendung der fotografischen Technik zur Registrierung akustischer Vorgänge mit sich, daß hierfür eine fotografische Schicht verlangt wurde, die über ein extremes Auflösungsvermögen verfügt.

Darüber hinaus stellt aber gerade der Tonfilm wieder eine Spezialaufgabe, da die Bild- und Tonregistrierung aus Gründen bequemer Handhabung zumindest im Endprodukt auf dem gleichen Streifen untergebracht sein muß. Die technischen Anforderungen, die diese beiden verschiedenartigen Aufzeichnungen jedoch stellen, sind so abweichend, daß mit den bisherigen Verfahren stets Schwierigkeiten prinzipieller Art auftraten.

*Weitverkehr  
Rundfunk  
Elektroakustik  
Fernschreiber  
Eisenbahnsicherungsdienst  
Bauelemente für  
Telefonie und Telegrafie  
u. a. m.*

**LORENZ**

**C. Lorenz A.-G. Berlin-Tempelhof**



Es ist daher ein großes Verdienst der beiden Forscher\*), ein Verfahren angegeben zu haben, von dem man nach den bisher vorliegenden Beschreibungen annehmen kann, daß es ganz neue Möglichkeiten der fotografischen Probleme überhaupt eröffnet.

Das entscheidend Neue ist, daß hier ein fotografisches Verfahren gefunden worden ist, das bei der Belichtung bereits ermöglicht, die Steilheit der Schwärzungskurve in weitesten Grenzen zu ändern. An Stelle einer Halogensilber-Emulsion wird das Diazoniumsalz-Verfahren, jedoch gekoppelt mit einem Quecksilbersalz, verwendet. Durch die Wasserlöslichkeit beider Komponenten handelt es sich hier nicht um ein Kornverfahren, sondern um eine homogene Tränkung eines Trägers mit der lichtempfindlichen Substanz. Schon hierdurch ist die Überlegenheit in bezug auf das Auflösungsvermögen augenscheinlich. Als Träger wird z. B. Cellophanband vorgeschlagen. Ein Nachteil ist in der verhältnismäßig geringen Lichtempfindlichkeit zu sehen. Da aber derartige Schichten vorzugsweise für

die Kopierung von vorhandenen Registrierungen gedacht sind, dürften stets ausreichende Kopierlichtströme zur Verfügung stehen.

Das Verfahren besteht, wie gesagt, aus einer Kombination eines Diazoniumsalzes mit einer Quecksilberverbindung, aus der sich beim Belichten ein latentes Bild, offenbar aus Quecksilberkeimen, bilden soll.

Dieses Bild wird nun einer physikalischen Entwicklung unterworfen, wobei sich an den Keimen ein Silberbild ansetzt. Die Lichtempfindlichkeit der Verbindung liegt im UV. Wegen der Kornlosigkeit der Aufzeichnungsschicht hat das Verfahren ein sehr hohes Auflösungsvermögen, das zu  $1\mu$  angegeben wird, wobei die Autoren vermuten, daß diese untere Grenze nur durch die Qualität ihrer Versuchsoptik gesetzt war. Das Gamma des Verfahrens wird zu 6...8 angegeben, soll sich aber bei der Belichtung schon auch auf sehr kleine Werte einstellen lassen.

Ein Verfahren mit derart hohem Gamma und gleichzeitig extremem Auflösungsvermögen ist aber als ideal für die Wiedergabe aller solcher Vorlagen anzusehen, die kleine Details in geringen Abständen enthalten, wie sie unter anderem die Tonaufzeichnungen beim

\*) C. J. Dippel und K. J. Keuning, Probleme bei der fotografischen Reproduktion, insbesondere beim Tonfilm, Philips Techn. Rundschau 9 (1947), Nr. 3, S. 65.



**Netzwidestände**

**Vorschaltwidestände**

**Katodenwidestände**

Für alle in d. Radio-Industrie erschienenen Schaltungen

**IHR HÄNDLER GIBT AUSKUNFT!**

**QUALITÄT: LEICHTE MONTAGE · VORZÜGLICHE KÜHLUNG**

**INGENIEURBÜRO HAASKE & GERLING**

**(21b) Laasphe an der Lahn**

Tonfilm darstellen. Aber auch in der wissenschaftlichen Laboratoriumstechnik dürfte das Verfahren berufen sein, eine große Rolle bei der Herstellung von Skalen, Strichplatten und ähnlichem zu spielen.

Beim Tonfilm tritt aber für die Kopierung neben der Forderung, für die Tonaufzeichnung hohes Gamma und hohe Auflösung zu besitzen, noch die Forderung auf, für den Bildteil ein niedriges Gamma zwischen 1 und 2 zuzulassen, damit eine einwandfreie Bildqualität möglich wird. Das beschriebene Verfahren gestattet aber, wie oben erwähnt, eine Beherrschung auch dieser Gammawerte bereits im trockenen Teil des Verfahrens.

Dr. Etzold

(Umfang der Originalarbeit 8 Seiten)

## Hinweise für unsere Abonnenten

1. Abonnenten, die FUNK UND TON durch die Post beziehen und die Abonnementsgebühren an den Briefträger zahlen, wenden sich bei **unregelmäßiger Zustellung** unserer Zeitschrift **und bei Wohnungswechsel** zunächst an ihr zuständiges Postamt, weil von dort aus etwaige Unterbrechungen in der

Lieferung am schnellsten behoben werden können. Falls Reklamationen bei der Post ohne Erfolg bleiben sollten, bitten wir um umgehende Nachricht an uns, damit wir das Weitere veranlassen können.

Voraussetzung für prompte Lieferung ist die Einlösung der Postbezugsquittung über 9,27 RM, die für das 2. Quartal Anfang März durch den Briefträger vorgelegt wurde. Bei versehentlicher Nichteinlösung bitten wir ebenfalls sofort um Bescheid.

2. Abonnenten, die FUNK UND TON durch Streifband erhalten und die Abonnementsgebühren auf unser Postscheckkonto oder Bankkonto überweisen, wenden sich in allen Fällen direkt an uns.

3. Diejenigen Abonnenten in Berlin, die durch eine Filiale der DVG beliefert werden, setzen sich mit der zuständigen Filiale oder telefonisch mit der Vertriebsabteilung 42 51 81 App. 28, in Verbindung.

### Zeichnungen

nach Angaben der Verfasser von	
FUNK UND TON Labor . . .	2
Sommermeier . . . . .	2
Trester . . . . .	44

# HF ≈ MESSGERÄTE

*Wir liefern:*

Röhrenvoltmeter  
Meßverstärker  
Leitwertmesser  
Frequenzmesser  
Kapazitätsmesser  
Selbstinduktionsmesser  
Quarze  
HF-Laboreinrichtungen

**RONDE & SCHWARZ**



# HF ≈ MESSUNGEN

*Wir führen Labormessungen durch:*

Verlust- und Gütefaktormessungen  
Kapazitäts- und Induktivitätsmessungen  
Eichung und Abgleich von HF-Geräten  
HF-Empfindlichkeitsmessungen  
Tonfrequenzmessungen  
Klirrfaktormessungen  
Prüfung von Verstärkern, Röhren, HF-Kabeln

**RONDE & CO. G.M.B.H.**

BERLIN W 30 · AUGSBURGER STRASSE 33 · TELEFON: 91 27 62

*Wir kaufen gebrauchte und reparaturbedürftige HF-Meßgeräte*  
LIEFERUNGEN NUR FÜR BERLIN UND DIE OSTZONE



# Inhaltsverzeichnis FUNK UND TON

Bd. 2 (1948), Nr. 3, Seiten 109...162

Dr. H. Thiede. Die Umwandlung zweier phasenverschiedener Spannungen (oder Ströme) in zwei phasengleiche Spannungen (oder Ströme) mit einem durch die Phase bestimmten Amplitudenverhältnis.	
DK 621.392:621.314.222.3:621.314.25.	111
Dr. Wilhelm Geyger. Der Katoden-Verstärker.	
DK 621.396.645.29.	119
H. Gunka u. W. Lippert. Einrichtung zum Auffinden von Tonstellen auf dem Magnetonphonband.	
DK 621.395.625.3:534.76:538.112.	125
Dipl.-Ing. H. H. Klinger. Ultrakurze Wellen im Millimetergebiet.	
DK 621.316.615.14.029.65.	135
Dipl.-Ing. H. Kanberg. Anodenstrom, Klirrfaktor und Stromaussteuerung einer Elektronenröhre mit nichtlinearer Kennlinie A-, B- und C-Betrieb.	
DK 621.396.694:621.385.1.3.012.	140

## Referate

Ein Magnetron für Gleichspannungsverstärkung.	
DK 621.385.16:538.112:621.396.64.	150
„Skiatron“, die Dunkelschrift-Katodenstrahlröhre *	
DK 621.385.832.	153
Einfache Schaltung eines Synchrodynamicempfängers *	
DK 621.396.621.5.	154
Anlagen für verbesserten Rundfunkempfang *	
DK 621.396.62:621.396.8.	154
Trägerstabilisierung bei FM-Sendern *	
DK 621.3.016.35:621.396.619:621.396.61.	155
Die Sichtbarmachung kleinster Impulse auf der Katodenstrahlröhre *	
DK 621.385.832.	157
Neues fotografisches Verfahren *	
DK 77.03/.07.	159
Von den mit einem *) versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages in Briefmarken von RM 2,— für die Seite sowie des Portos zur Verfügung gestellt werden	

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Monatlich 1 Heft. Verlag: VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin N65, Glasgower Str. 2. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leithäuser. Bezugspreis vierteljährlich 9,— RM. Bei Postbezug 9,15 RM (einschl. 15 Pf. Postgebühren) zuzüglich 12 Pf. Bestellgeld. Die Abonnementsgebühren werden innerhalb Groß-Berlins durch die Filialboten der Druckerei- und Vertriebsgesellschaft m. b. H. monatlich kassiert. Bestellungen beim Verlag, bei der Druckerei- und Vertriebsgesellschaft m. b. H., Berlin W 8, und deren Filialen in allen Stadtteilen Berlins. Anzeigenverwaltung: Berliner Werbe Dienst, Berlin W 8, Telefon 42 51 81. Der Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung des Verlages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berlin.

... wer bastelt, kennt

**VINETA-Funk**  
FRITZ WIPPOST  
G M B H

Das RUNDfunk - FACHGESCHAFT

BLN.-PANKOW • BERLINER STRASSE 77 • TEL.: 442377

BLN.-LICHTENBERG • FRANKFURTER ALLEE 194 • TEL.: 553349

z. Z. noch kein Versand nach auswärts!